VISIT…

LANZAROTE
Caliente.COM

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

КЛАССИКИ НАУКИ



ЭРНЕСТ РЕЗЕРФОРД

ИЗБРАННЫЕ НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

СТРОЕНИЕ АТОМА И ИСКУССТВЕННОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ

ОТВЕТСТВЕННЫЙ РЕДАКТОР
академик Г. Н. ФЛЁРОВ

СОСТАВИТЕЛЬ И РЕДАКТОР ПЕРЕВОДА
канд. физ.-матем. наук Ю. М. ЦИПЕНЮК



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1972

УДК 539.16

СЕРИЯ «КЛАССИКИ НАУКИ»

Серия основана академиком *С. И. Вавиловым*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

академик *И. Г. Петровский* (председатель),
академик *А. А. Имшенецкий*, академик *Б. А. Казанский*,
академик *Б. М. Кедров*, член-корреспондент АН СССР *Б. Н. Делоне*,
профессор *Ф. А. Петровский*, профессор *Л. С. Полак*,
профессор *Н. А. Фигуровский*, профессор *И. И. Шафрановский*

Избранные научные труды. Строение атома и искусственное превращение элементов. Резерфорд Э., М., «Наука», 1972.

В настоящую, вторую книгу, избранных научных трудов выдающегося физика XX в. Эрнеста Резерфорда, вошли работы по окончательному выяснению природы α-частиц, а также работы по строению и искусственному превращению элементов. Кроме того, приведены тексты ряда выступлений Резерфорда, носящих обзорный характер.

Издание приурочено к 100-летию со дня рождения Э. Резерфорда, так же как и первая книга: Э. Резерфорд. «Избранные научные труды. Радиоактивность», выпущенная издательством «Наука» в 1971 г.

Почти все вошедшие в издание работы на русском языке публикуются впервые.

Книга рассчитана на специалистов-физиков, преподавателей и всех лиц, интересующихся путями развития и историей науки.

2-3-7
428-72

ПРЕДИСЛОВИЕ

В 1971 г. мировая научная общественность отмечала 100-летие со дня рождения Эрнеста Резерфорда и 75 лет со дня открытия радиоактивности. К этой дате приурочено издание «Избранных научных трудов» Э. Резерфорда, первая часть которых под названием «Радиоактивность» вышла ко дню юбилея.

Настоящая книга — это вторая часть «Избранных научных трудов» великого ученого. В нее включены работы по строению атома и искусственному превращению элементов. Эти исследования в основном были проведены Резерфордом в Манчестерском университете, а затем продолжены в Кембридже. В книгу вошли также работы по выяснению природы α-частицы, проведенные Резерфордом в Монреале (Канада). Они послужили как бы завершением 10-летней работы над проблемой радиоактивности, за решение которой он был удостоен Нобелевской премии в 1908 г. Из публичных выступлений Резерфорда в издание включены Нобелевская лекция (1908 г.), выступление в Ливерпуле при вступлении на пост Президента Британской ассоциации (1909 г.), Бейкерианская лекция (1920 г.), речь, произнесенная в 1929 г., когда Резерфорд был Президентом Королевского общества (с 1926 по 1930 г.), а также последние выступления ученого — лекции «Современная алхимия» и «40 лет в развитии физики». В конце книги помещена статья о научной деятельности Э. Резерфорда, которую для настоящего издания написал академик П. Л. Капица, а также его воспоминания о великом ученом.

Глубочайшее уважение к личности Эрнеста Резерфорда и широкий интерес к его трудам и достижениям особенно ярко проявились в дни празднования в нашей стране его 100-летнего юбилея.

Труды Резерфорда позволяют как бы проникнуть в творческую лабораторию ученого и увидеть процесс научного творчества с неизбежными

трудностями, надеждами и достижениями. С другой стороны, как отметил П. Л. Капица в своем вступительном слове на юбилейном резерфордовском коллоквиуме, «изучение ранних работ такого большого ученого, как Резерфорд, ... имеет большой интерес, так как показывает генезис его творческих качеств. Эти работы теперь почти забыты, поскольку методы, которыми они были сделаны, теперь устарели и количественные результаты теперь во много раз точнее. Но какой важный материал они дают, чтобы видеть, как проявлялся творческий гений Резерфорда!»

Г. Н. Флёров, Ю. М. Ципенюк

1902

1

СУЩЕСТВОВАНИЕ ТЕЛ МЕНЬШЕ АТОМОВ*[1]

За последние несколько лет получено довольно много данных о появлении при различных условиях тел, которые ведут себя так, как будто их масса составляет лишь малую часть массы химического атома водорода. Насколько известно в настоящее время, эти малые частицы всегда связаны с отрицательным электрическим зарядом. Поэтому их назвали «электронами». Независимо от того, каким путем их получили, они всегда имеют одинаковый заряд, равный, по-видимому, заряду, переносимому ионом водорода при электролизе воды.

Мы сделаем краткий исторический обзор развития наших знаний в этой области, которые, весьма возможно, в ближайшем будущем коренным образом изменят наши взгляды на строение вещества.

Фарадей показал, что при прохождении тока через проводящий раствор количество вещества, отложенное или выделенное на электродах, зависит только от количества электричества, которое прошло через раствор. Количества вещества, отложенные на электродах при прохождении единицы электричества в различных растворах, химически эквивалентны друг другу. Сейчас принято считать, что прохождение тока через раствор обусловлено движением заряженных носителей, или ионов. В электрическом поле отрицательные ионы перемещаются к положительному электроду, а положительные — к отрицательному.

Вес водорода W, выделившегося при прохождении Q кулонов электричества, определяется выражением

$$W = ZQ,$$

где $Z = 10^{-4}$ — вес водорода, выделившегося при прохождении одной электромагнитной единицы электричества.

---

* Trans. Roy. Soc. Canada, 1902, ser. 11, sect. III, 8, 79—86.

[1] Краткое изложение доклада, зачитанного на 3-й сессии Королевского общества Канады, где обсуждалось доказательство существования частиц, размеры которых меньше атома. Эксперименты, иллюстрирующие положения теории, любезно продемонстрированы собранию Мак-Леннаном из университета Торонто.

Пусть e — заряд иона; m — масса каждого иона; n — число ионов водорода, составляющих вес W. Тогда

$$W = nm,$$

$$Q = ne.$$

Следовательно,

$$\frac{e}{m} = \frac{Q}{W} = \frac{1}{Z} = 10^4.$$

Это число выражает отношение заряда иона к его массе в электромагнитной системе единиц.

До настоящего времени не делалось никаких предположений об истинных значениях заряда и массы иона. Грубую оценку значений этих величин можно получить на основе кинетической теории газов, но, как мы увидим позже, это базируется не на истинном значении массы, а только на отношении e/m.

Вильям Крукс первый привлек внимание к замечательному явлению, которое возникает при электрическом разряде в тщательно откачанной трубке. Когда давление газа в трубке ниже некоторого определенного, из катода испускается особый сорт лучей. Эти «катодные» лучи распространяются прямолинейно и вызывают яркое фосфоресцирующее свечение на стенках трубки, а также на многих веществах, поставленных на их пути. Крукс показал, что траекторию этих лучей можно искривить магнитом. С помощью сильного магнитного поля можно заставить эти лучи выписывать спирали вокруг направления линий магнитного поля. Крукс установил, что лучи оказывают сильное тепловое действие при соударении и значительное механическое давление на лопасти, помещенные на их пути.

Для объяснения этих явлений долгое время имели хождение две конкурирующие теории. Немецкая школа физиков считала, что катодные лучи представляют собой какие-то волны эфира. Английская точка зрения, выраженная Круксом, заключалась в том, что в действительности это выбрасываемые частицы, перемещающиеся с огромной скоростью. Последняя точка зрения позволяла просто объяснить большинство эффектов, наблюдаемых Круксом. Фосфоресценция, нагрев и механические явления были обусловлены бомбардировкой материальными частицами, вырываемыми из катода сильным электрическим полем. Искривление траектории лучей магнитным полем объяснялось тем, что движущийся заряд ведет себя как ток. Наличие двух соперничающих теорий стимулировало большое число исследований разряда в вакуумных трубках.

Герц пытался установить, отклоняются ли лучи сильным электрическим полем, но не смог получить какого-либо определенного результата. В 1895 г. Ленард показал, что катодные лучи способны проходить через тонкие окна из стекла и слюды или через металлическую фольгу. Таким способом ему удалось исследовать катодные лучи вне вакуумной трубки.

Он доказал, что поглощение лучей веществом не зависит от его химического состава, а только от его плотности. Это справедливо независимо от того, в каком состоянии находится вещество — в твердом, жидком или газообразном. Результаты по поглощению катодных лучей и тот факт, что они могут проходить через твердое вещество, заставили сделать вывод, что если эти частицы представляют собой испускаемые материальные частицы, то они должны быть так малы, чтобы проходить через «поры» вещества, или, другими словами, в отношении этих частиц вещество должно вести себя, как грубое сито.

В 1895 г. Перрен показал, что лучи переносят с собой отрицательный заряд. Это был веский аргумент в поддержку гипотезы Крукса.

Открытие рентгеновских лучей весьма стимулировало исследования разряда в вакуумных трубках. Было найдено, что рентгеновские лучи способны создавать заряженные носители, или ионы, в газе, через который они проходят, а это делало вероятным предположение, что подобные носители существуют и в вакуумной трубке.

Опыты, проведенные Дж. Дж. Томсоном, очень много дали для выяснения природы катодных лучей и заложили основу всей будущей работы по этому вопросу. Он обнаружил, что лучи представляют собой отрицательно заряженные частицы, перемещающиеся с огромной скоростью, причем их размеры, вероятно, малы по сравнению с молекулой.

Эти результаты получены из опыта следующим образом.

Пусть e — заряд частицы катодных лучей; m — масса частицы; v — скорость частицы; n — число частиц в отдельном разряде.

Механическая энергия одной частицы выражается как $^1/_2\ mv^2$ и при ударе частицы о металлическую поверхность большей частью переходит в тепло. Энергия W в отдельном разряде измерялась по повышению температуры специально сконструированной термопары при попадании на нее катодных лучей. Следовательно, $W = {}^1/_2\ nmv^2$. Количество электричества $Q = ne$, переносимое отдельным разрядом, измерялось электрометром.

Разделив второе выражение на первое, получаем

$$\frac{e}{m} = \frac{Qv^2}{2W}.$$

Другое соотношение между e, m и v получается из наблюдения кривизны ρ траектории лучей, когда перпендикулярно направлению лучей прикладывается однородное магнитное поле H. Заряд e, двигаясь со скоростью v, ведет себя, как ток силы ev. Сила, действующая на частицы со стороны магнитного поля, равна Hev и перпендикулярна как направлению поля, так и направлению лучей. Под действием этой силы лучи вынуждены двигаться по искривленной траектории. Из динамики известно, что сила, которая заставляет тело двигаться по окружности радиуса ρ, выражается как mv^2/ρ и равна приложенной силе Hev.

Следовательно,

$$Hev = \frac{mv^2}{\rho}, \text{ или } \frac{e}{m} = \frac{v}{H\rho}.$$

Мы уже показали, что

$$\frac{e}{m} = \frac{Qv^2}{2W}.$$

Из этих двух уравнений получаем

$$v = \frac{2W}{\rho HQ} \text{ и } \frac{e}{m} = \frac{2W}{\rho^2 H^2 Q}.$$

Подставляя численные значения H, e и Q, приближенно получаем

$$\frac{e}{m} = 10^7 \text{ и } v = 10^{10} \text{ см/сек.}$$

Таким образом, мы установили для исследуемых частиц значение e/m почти в 1000 раз больше, чем то же самое отношение, полученное для водорода при электролизе воды. Если заряды в обоих случаях одинаковые, то масса носителей в катодных лучах составляет только $^1/_{1000}$ часть массы атома водорода. Скорость этих частиц очень велика — сравнима со скоростью света — и гораздо больше любой скорости вещества, ранее наблюдавшейся в физике.

Теория, из которой выведены эти результаты, вероятно, может вызвать возражения, но полученные значения подтверждены другим независимым способом.

Если лучи представляют собой заряженные частицы, то их траектории должны меняться при прохождении через электростатическое поле. Герц получил отрицательные результаты, однако Дж. Дж. Томсон, изменив экспериментальные условия, сумел показать, что лучи отклоняются и что неудача Герца объясняется маскирующим влиянием проводящего газа, через который двигались частицы. Электростатическое отклонение позволило Томсону простым методом измерить скорость частиц и отношение e/m. Лучи пропускались между пластинами заряженного конденсатора в присутствии магнитного поля. Сила и направление поля были выбраны таким образом, чтобы траектория лучей не искривлялась. По данным такого эксперимента было найдено, что значения скорости и отношения e/m те же, что и определенные первым способом.

Дж. Дж. Томсон нашел также, что отношение e/m не зависит от природы газа в вакуумной трубке и что из различных веществ, по-видимому, возникают частицы одного и того же размера. Однако этот результат, возможно, объясняется тем, что во всех случаях разряд переносится водяным паром, следы которого всегда имеются в вакуумных трубках.

Таким образом, теория испускания катодных лучей получила полное подтверждение, и важность этой работы была сразу признана континентальными физиками.

Ряд опытов проделали де Кудр, Ленард, Кауфман и другие, которые подтвердили и расширили результаты Томсона.

Однако всегда оставалось сомнение, что теория, из которой выводятся результаты, быть может, неприменима и в действительности частицы не имеют такой огромной скорости.

Это последнее сомнение полностью устранил Вихерт, показав с помощью непосредственного измерения времени, необходимого, чтобы лучи прошли от одной точки до другой, что скорость частиц одного порядка с полученной предыдущими исследователями уже описанными методами. На основании предположений кинетической теории Таунсенд установил, что заряд иона в газе и иона в электролите один и тот же. Дж. Дж. Томсону удалось блестящим методом определить действительное значение заряда и доказать, что этот заряд один и тот же независимо от того, в каком газе возникает ион. Он определил также отношение e/m для электронов, возникающих в двух других случаях. После работы Герца об электрических волнах было известно, что с чистой поверхности металла под действием ультрафиолетового света стекают отрицательные заряды. Каким-то образом ультрафиолетовый свет создает отрицательно заряженные ионы на поверхности металлической пластины. При атмосферном давлении эти ионы равны по размерам ионам, создаваемым в газе рентгеновскими или беккерелевыми лучами, но показано, что при низких давлениях они подобны катодным лучам. Наблюдая отклонение этих ионов магнитным полем при их движении в сильном электрическом поле, Дж. Дж. Томсон показал, что отношение e/m для этих носителей то же, что и для катодных лучей, созданных в вакуумной трубке. Таким же образом он показал, что и для отрицательных частиц, испускаемых угольной нитью лампы накаливания, получается то же самое отношение e/m.

Итак, мы видим, что «электроны», возникающие при самых разнообразных условиях, все одного и того же размера, а их масса составляет около $^1/_{1000}$ массы атома водорода.

До сих пор мы рассматривали электроны, созданные посредством света, тепла и электрического разряда, однако имеется очень веское доказательство, что такие электроны всегда присутствуют в веществе и в некоторых условиях могут проявлять свое присутствие.

В 1896 г. Зееман открыл, что яркие линии в спектрах многих веществ смещаются под действием сильного магнитного поля, приложенного к источнику света. Позднее эксперименты показали, что при определенных условиях одна из D-линий натрия, например, преобразуется под действием магнитного поля в триплет. При этом свет этих линий поляризован определенным образом. Эти результаты служили прямым подтверждением теории, развитой Лоренцом, который предполагал, что свет обусловлен вращением или колебанием электронов в молекуле. Уравнения, описывающие зависимость длины волны света от магнитного поля, включают отношение e/m. Из изменения длины волны световых колебаний можно вывести величину этого отношения. Было еще раз обнаружено, что значе-

ние e/m составляет около 10^7. Это показывает, что свет, по всей вероятности, вызывается вращением или колебанием электронов в молекуле и что масса электрона гораздо меньше массы самого атома. Эти электроны не только действительно присутствуют в веществе, но в некоторых случаях самопроизвольно испускаются из него.

Беккерель показал, что радиоактивные вещества — уран и радий — испускают лучи, отклоняемые магнитным полем. Автор недавно обнаружил, что торий — другое постоянное радиоактивное вещество — обладает тем же свойством. Было найдено, что эти лучи во всех отношениях аналогичны быстрым катодным лучам — они отклоняются магнитным и электрическим полями и переносят отрицательный заряд. Беккерель показал также, что частицы движутся со скоростью, не очень отличающейся от скорости света, а отношение e/m равно примерно 10^7.

Многие электроны, испускаемые радиоактивными веществами, имеют гораздо большую скорость, чем катодные лучи в вакуумной трубке. Наивысшая скорость, наблюдаемая для последних, составляет около трети скорости света, тогда как Кауфман недавно обнаружил, что скорость некоторых электронов, испускаемых радием, составляет около 95% скорости света.

Эксперименты со столь быстрыми носителями сейчас чрезвычайно важны, ибо они должны пролить некоторый свет на вопрос, какова же масса электрона — кажущаяся или реальная. По существующей электромагнитной теории кажущаяся масса быстро движущегося заряженного тела с возрастанием скорости увеличивается. Если бы носители перемещались со скоростью света, кажущаяся масса была бы бесконечной. Еще не решено, какая часть кажущейся массы по своей природе электрическая. Возможно, окажется, что вся масса электрона в целом имеет электрическое происхождение. Если это так на самом деле (а это не кажется невероятным)[1], то это послужит очень сильным аргументом в поддержку того взгляда, что всякая масса имеет электрический характер.

Таким образом, оказывается, что электроны, созданные электрическим разрядом, накаленной угольной нитью, ультрафиолетовым светом, а также электроны, присутствующие в раскаленных парах натрия или самопроизвольно испускаемые радиоактивными веществами, все одинаково имеют одно и то же отношение e/m. Поскольку заряды в каждом случае одни и те же, должны быть одними и теми же массы электронов, созданных столь различными способами. Оказывается, что электрон — это наименьшая известная нам конечная единица массы. Выдвинута точка зрения, что все вещество состоит из электронов. С этой точки зрения атом водорода, например, очень сложная структура, состоящая, возможно, из

[1] За последний месяц Кауфман и Абрагам опубликовали важные результаты, относящиеся к этому вопросу. Кауфман показал, что кажущаяся масса электрона возрастает с увеличением скорости именно так, как предсказывает электромагнитная теория. Он вывел, что кажущийся диаметр электрона равен 10^{-13} *см* и что его масса по своей природе, вероятно, целиком электромагнитна.

тысячи или более электронов. Различные элементы различаются числом и расположением электронов, которые составляют атом. Следовательно, мы имеем разновидность модифицированной гипотезы Проута, по которой электроны — это элементарные частицы, из которых состоит все вещество.

Физическое существование электронов в настоящее время признано многими учеными, и большое число выдающихся физиков математически развивает логические результаты этой идеи. Мне следует упомянуть только нескольких из наиболее выдающихся ученых: Друде, Фогт, Рике (в Германии), Лоренц и Зееман (в Голландии), Пуанкаре и Беккерель (во Франции), Дж. Дж. Томсон, Шустер, Лодж и лорд Кельвин (в Англии),— чтобы показать, что эта точка зрения поддерживается талантливейшими физиками.

Точка зрения, по которой атом представляет собой сложную совокупность, а не простую сущность, как сначала предполагалось, ни в коем случае не подрывает основу химической теории. Все, что нам следует предположить, — это то, что химический атом есть наименьшее количество вещества, которое принимает участие в химических соединениях, и что удаление электрона есть субатомное изменение, полностью отличное от обычной химической реакции, хотя химическая реакция может в некоторых случаях сопровождаться эмиссией электронов.

Имеются и другие весьма веские доказательства сложной структуры атомов элементов, основанные на отличных от обсуждаемых в этой статье точках зрения. Необычайно сложный спектр элементов с большим атомным весом сам по себе служит сильной поддержкой той точки зрения, что атом представляет собой очень сложную структуру.

1905

2

ЗАРЯД, ПЕРЕНОСИМЫЙ α- И β-ЛУЧАМИ РАДИЯ *

В Бейкерианской лекции [1] я привел описание некоторых экспериментов по измерению заряда, переносимого α-лучами, проведенных с целью определения числа α-частиц, испускаемых в 1 *сек* данной массой радия. Применяемый метод ясен из рис. 1. Определенное малое количество чистого бромида радия было растворено в воде, раствор наносился однородным слоем на металлическую пластину *A*, а затем высушивался. В процессе растворения и выпаривания высвобождается эманация радия и примерно через 3 *час* возбужденная активность практически исчезает, а активность, измеренная по α-лучам, уменьшается до $^1/_4$ своего равновесного

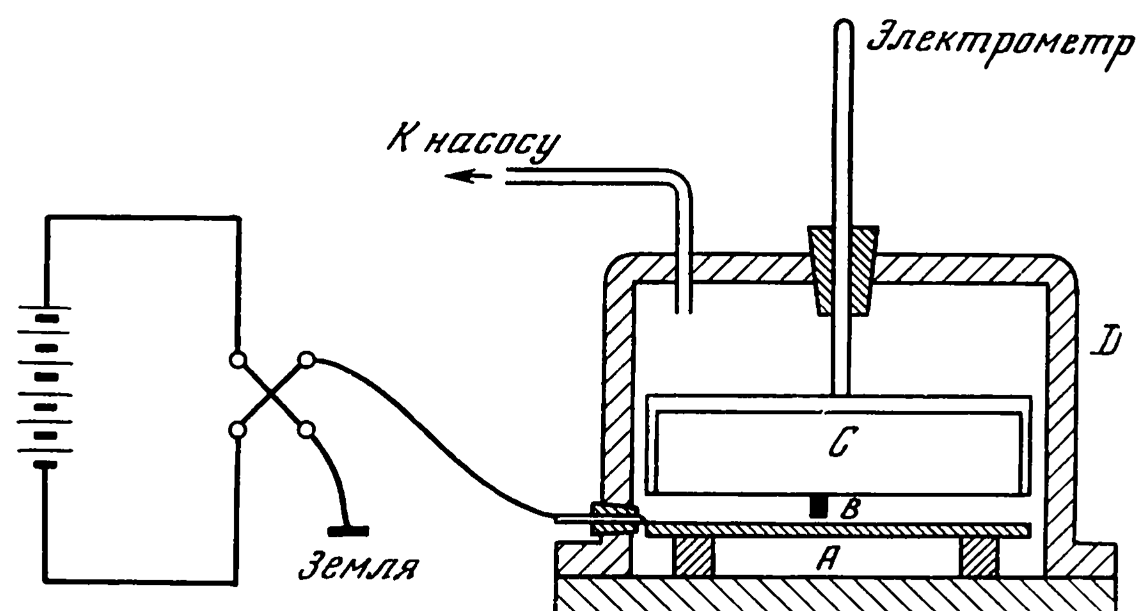


Рис. 1

значения. Чтобы избежать возможного усложнения опыта присутствием β-лучей, эксперименты проводились с радием, величина активности которого по возможности была ближе к этому минимальному значению. Через 3 *час* после извлечения эманации β-лучи практически исчезают; β-активность постепенно восстанавливается и примерно за 4 дня возрастает до половины максимального значения.

Вторая изолированная пластина *B* устанавливалась параллельно нижней пластине *A* на расстоянии нескольких миллиметров от нее. Пластины

---

* Philos. Mag., 1905, August, ser. 6, X, 193—208. Краткое описание результатов, вошедших в эту статью, было опубликовано в письме в «Nature» 2 марта 1905 г.

были изолированы в латунном сосуде, в котором с помощью ртутного насоса мог создаваться высокий вакуум. Нижняя пластина A была подсоединена к одному полюсу батареи, другой полюс которой был заземлен. Ток, протекающий между двумя пластинами, измерялся электрометром Долежалека с соответствующей емкостью, включенной параллельно.

Если α-лучи несут с собой положительный заряд, они будут достигать верхней пластины и поглощаться в ней. При обычном давлении воздуха, однако, величина ионизации, производимой α-частицами при их движении через газ, так велика, что заряд пластины быстро компенсируется. Необходимо работать при очень низком давлении газа, чтобы свести ионизацию до очень малой величины. При таких условиях следовало ожидать, что верхняя пластина приобретает положительный заряд. Однако был получен другой результат: при уменьшении давления газа ток между пластинами тоже уменьшался, а потом достигал постоянной величины, соответствующей примерно $^1/_{1000}$ его значения при атмосферном давлении. Этот ток оставался почти неизменным при любом знаке заряда нижней пластины, и, хотя был достигнут чрезвычайно высокий вакуум, больше уменьшить величину тока оказалось невозможно. Этот минимальный ток существенно не изменился при замене в сосуде воздуха водородом.

Никаких определенных доказательств, что α-частицы несут заряд, не было получено. Мы предположили, что неудачу детектирования этого заряда можно отнести за счет присутствия медленно движущихся электронов, выбитых из пластин лучами.

В работе [1] дано следующее объяснение: «Наблюдаемое отсутствие заряда α-частиц можно объяснить, предположив, что одновременно испускается равное число отрицательно заряженных частиц, или электронов, движущихся с малыми скоростями. Если бы электроны имели примерно такую же проникающую способность, как α-частицы, их присутствие было бы трудно заметить с помощью электрического метода, так как ионизация, производимая α-частицами, вероятно, маскировала бы ионизацию, вызванную электронами. Электроны легко отклоняются в магнитном поле. В настоящее время проводятся эксперименты для проверки того, соответствует ли движение α-частиц в сильном магнитном поле траектории положительного заряда».

Если сильное магнитное поле приложено параллельно плоскости пластин, любые медленные электроны, вылетающие из пластин, будут описывать изогнутую кривую и вернутся обратно на пластину, из которой они вылетели.

В связи с проведением других работ эксперименты такого рода были начаты лишь в ноябре 1904 г. Прибор, изображенный на рис. 1, был помещен между полюсами большого электромагнита, и тогда наблюдались резкие изменения величины тока между двумя пластинами. Величина токов в обоих направлениях сильно уменьшилась, и было установлено, что верхняя пластина приобретает положительный заряд независимо от того, как заряжена нижняя пластина — положительно или отрицательно.

В тот период, когда проводились эти эксперименты, в «Nature» появилась аннотация статьи профессора Дж. Дж. Томсона [2]. В ней проводилось описание некоторых экспериментов, выполненных с целью детектирования положительного заряда, переносимого α-лучами. Использовалась пластинка радиотеллура, который испускает только α-лучи. Оказалось, что то число медленно движущихся электронов, которое вылетает из активной пластинки, может легко отклоняться магнитным полем. Вплоть до завершения моих экспериментов я не видел самой статьи, и лишь после того, как в «Nature» были опубликованы полученные мной результаты [3], я узнал, что профессор Томсон ранее преуспел в детектировании положительного заряда, переносимого α-лучами.

Метод, который применил Дж. Дж. Томсон, особенно хорошо подходил для обнаружения электронов, испускаемых вместе с α-частицами, поэтому я кратко опишу его эксперименты. Пластинка радиотеллура была помещена в вакуумной трубе, в 3 *см* от металлической пластины, соединенной с электроскопом с золотыми лепестками. Когда получался очень хороший вакуум, электроскоп разряжался очень быстро, если был заряжен положительно, и очень медленно, если отрицательно. При положительном заряде разряд электроскопа происходил по крайней мере в 100 раз быстрее, чем при отрицательном. Этот результат говорит о том, что пластинка радиотеллура излучает некоторое количество медленно движущихся электронов, которые передают свой заряд электроскопу. Это было подтверждено, когда прибор установили в сильное магнитное поле. При положительном заряде разряд почти полностью прекращался, что указывало на то, что электроны отклонялись обратно магнитным полем. Небольшая утечка при отрицательном заряде без магнитного поля показывает, что электроны испускаются с такими малыми скоростями, что не могут преодолеть электрическое поле. В следующем эксперименте, когда пластины были установлены ближе одна к другой, оказалось, что электроскоп приобретает положительный заряд в сильном магнитном поле, что доказывает, что α-частицы несут положительный заряд.

Экспериментальная методика, использованная автором, была направлена не столько на детектирование заряда, переносимого α-частицами, сколько на измерение этого заряда и на определение таким образом числа α-частиц, испускаемых известным количеством радия. Использование радиотеллура в качестве источника α-лучей очень целесообразно, так как β-лучи полностью отсутствуют. Однако оказалось, что в случае радия трудность, вызванная β-лучами, может быть преодолена использованием радия минимальной активности.

Опишем детали эксперимента. В воде было растворено 0,484 *мг* бромида радия, раствор постепенно высушивался на полированной алюминиевой пластинке, имеющей площадь около 20 *см*^{2}. Это количество радия определялось не прямым взвешиванием, а сравнением воздействия γ-излучения на электроскоп с воздействием лучей, испущенных 23,7 *мг* бромида радия. Последний ранее использовался в экспериментах по определению

теплового эффекта радия и выделял тепло со скоростью, немного превышающей 100 *кал/г · час*. Поэтому бромид радия, вероятно, был чистым

Предположив, что радий был равномерно распределен на пластинке, находим, что вес бромида радия на 1 *см*^{2} поверхности равен $2{,}4 \cdot 10^{-5}$ *г*. Эта пленка радия так тонка, что лишь очень малая доля α-частиц, испускаемых с поверхности, поглощалась в самом радии. Действительно, вспомним, что половина α-частиц, испускаемых радием, тормозится примерно 0,0004 *см* алюминия, т. е. вес алюминия на единицу площади равен около 0,001 *г*. Полагая, что поглощение пропорционально плотности, получим, что в самом радии могут поглотиться лишь несколько процентов испущенных лучей. Ток насыщения, обусловленный этим осадком радия при его минимальной активности, измерялся между пластинами, расположенными на расстоянии 3,5 *см* одна от другой, с помощью высокоомного гальванометра. Измеренный ток составлял $8{,}4 \cdot 10^{-8}$ *а*.

Для второй серии экспериментов вместо алюминиевой была использована стеклянная пластинка. Осадок радия покрывался листком алюминиевой фольги толщиной 0,00034 *см*. Измеренный, как и в предыдущем случае, ток насыщения соответствовал $3{,}3 \cdot 10^{-8}$ *а*. Из этого можно сделать вывод, что число α-частиц, проходящее через алюминиевую фольгу, соответствует примерно 0,19 *мг* бромида радия. Можно было предположить, что некоторое количество радия сорбировалось в порах алюминиевой пластинки, и это заставило провести еще одну серию экспериментов со стеклянной пластинкой. Однако совпадение результатов, полученных с двумя различными пластинками, показывает, что если такой эффект и существует, то он мал. Одна из этих покрытых радием пластинок была помещена в вакуумный сосуд D и установлена на пластине A. Чтобы уменьшить насколько возможно число электронов, испускаемых при ударах α-частиц по поглощающей пластине, α-частицы направлялись в прямоугольный латунный сосуд BC, дно которого было покрыто листком алюминиевой фольги толщиной 0,00034 *см*. Большинство α-частиц проходило сквозь эту алюминиевую фольгу и останавливалось металлической стенкой сосуда.

Латунный сосуд D откачивался с помощью ртутного насоса до очень низкого давления. Более поздние эксперименты показали, что высокий вакуум может быть получен проще методом Дьюара — поглощением остаточного газа древесным углем. Боковая трубка, содержащая кокосовый древесный уголь, погруженный в жидкий воздух, была подсоединена к сосуду D. Сначала воздух частично откачивался ртутным насосом, а кокосовый древесный уголь нагревался для выделения сорбированных газов. Оказалось, что этот метод весьма удобен для поддержания хорошего вакуума и не требует непрерывной откачки. Установка помещалась между полюсами большого электромагнита, так что поле было параллельно плоскости пластин AB. В помещенной здесь таблице даны значения, полученные для тока, когда нижняя пластинка была заряжена положительно или отрицательно, при наличии магнитного поля и без него.

Потенциал нижней пластины, *в*	Ток, произвольные единицы		
	без магнитного поля	с магнитным полем	
0	—	+0,36	
+2	+2,0	+0,46	0,395
—2	—2,5	+0,33	
+4	+2,8	+0,47	0,41
—4	—3,5	+0,35	
+8	+3,1	+0,56	0,435
—8	—4,0	+0,31	
+84	+3,5	+0,77	0,505
—84	—5,2	+0,24	

Приведенные величины относятся к стеклянной пластинке, покрытой радием.

После того как магнитное поле достигало определенной величины, существенное увеличение его значения уже не влияло на величину измеряемого тока. Это говорит о том, что поле было достаточно большим, чтобы отклонить обратно все электроны и помешать им достичь противоположной пластины. Однако поле не было достаточно сильным, чтобы заметно отклонять сами α-частицы.

Величина заряда, переносимого α-частицами, может быть легко определена. Пусть i_0 — ток, обусловленный ионизацией остаточного газа между пластинами. Требуется очень маленькая э.д.с. для достижения насыщения при столь низком давлении, и этот ток будет таким же по величине, но противоположным по знаку, когда изменен знак потенциала. Пусть i_1 — заряд, переносимый к верхнему электроду в 1 *сек*, когда нижняя пластина заряжена положительно, а i_2 — величина тока при отрицательном заряде. Пусть n — число α-частиц в 1 *сек*, имеющих заряд e и достигающих верхней пластины. Тогда

$$i_1 = i_0 + ne,$$

$$i_2 = -i_0 + ne.$$

Складывая, получим

$$ne = \frac{i_1 + i_2}{2}.$$

Из третьего столбца приведенной таблицы видно, что величина $(i_1 + i_2)/2$ равна 0,395; 0,41; 0,435 соответственно для потенциала 2, 4 и 8 *в*. Величины находятся, таким образом, в довольно хорошем согласии. Заряд верхней пластины, когда нижняя заземлена, как и следовало ожидать, несколько меньше заряда, рассчитанного как среднее двух токов, поскольку

ионизация остаточного газа стремится скомпенсировать его, как только потенциал верхней пластины начинает возрастать.

Видно, что ток между пластинами без магнитного поля был больше, когда нижняя пластина заряжалась отрицательно, и при разности потенциалов 4 *в* в девять раз превышал ток, обусловленный одними α-частицами.

Совершенно другой результат был получен при использовании радия на алюминиевой пластинке. В этом случае пленка радия не была покрыта алюминиевой фольгой.

Потенциал, *в*	Без магнитного поля	С магнитным полем	
+8	6,0	1,22	0,62
—8	14,0	0,03	

Отрицательный ток был примерно вдвое больше положительного и более чем в 20 раз больше тока самих α-частиц.

Очень похожий результат наблюдался при замене верхнего электрода *BC* толстой медной пластиной, закрепленной на расстоянии примерно 2 *мм* от нижней пластины. Мы должны, таким образом, сделать вывод, что вылет электронов из нижней пластины существенно уменьшился, когда над радием помещали листок алюминиевой фольги. Результаты, полученные в различных экспериментах, довольно хорошо совпадают.

Ток, обусловленный зарядом, переносимым α-частицами, не был малым, и стрелка электрометра двигалась с приемлемой скоростью, когда к системе добавлялась емкость в 0,0024 *мкф*. Например, при использовании в качестве источника лучей алюминиевой пластинки средняя величина *ne* оказывалась равной $9{,}8 \cdot 10^{-13}$ *а*.

Допустим, что каждая α-частица несет тот же заряд, что и ион, т. е. $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*, или $1{,}13 \cdot 10^{-19}$ *кулон*. Тогда число частиц, достигающих верхней пластины в 1 *сек*, равно $8{,}7 \cdot 10^{6}$. Это число, полученное от 0,484 *мг* бромида радия; мы помним, что половина α-частиц, испускаемых радием, поглощается в нижней пластине, поэтому легко вывести, что полное число α-частиц, испускаемое в 1 *сек* 1 *г* бромида радия при его минимальной активности, равно $3{,}6 \cdot 10^{10}$.

Соответствующее значение, полученное для 0,19 *мг* бромида радия на стеклянной пластинке, равно $3{,}36 \cdot 10^{10}$, а для 0,484 *мг*, когда верхняя пластина *B* была латунной, $3{,}96 \cdot 10^{10}$. Среднее из этих трех измерений равно $3{,}6 \cdot 10^{10}$, и это можно считать наиболее вероятной величиной.

Принимая во внимание, что бромид радия описывается формулой $RaBr_2$, можно заключить, что *полное число α-частиц, испускаемых в* 1 *сек* 1 *г радия при его минимальной активности, равно* $6{,}2 \cdot 10^{10}$. Далее, α-активность радия в радиоактивном равновесии в четыре раза превосходит минимальную величину и включает три продукта, т. е. эманацию, радий A и радий C, которые испускают α-лучи. Отсюда можно сделать вывод, что полное число α-частиц, испускаемых в 1 *сек* 1 *г* радия в радиоактивном

равновесии, в четыре раза превосходит число α-частиц, испускаемых при минимальной активности, и составляет $2{,}5 \cdot 10^{11}$.

Это число находится в хорошем согласии с величиной $2 \cdot 10^{11}$, ранее выведенной из прямых данных, основанных на тепловом эффекте радия, и измерении объема эманации [3].

Я думаю, что эти эксперименты окончательно доказывают, что α-лучи, испускаемые радием, действительно несут положительный заряд. Мы видели, что полученные значения находятся в хорошем согласии, хотя величина тока, обусловленного электронами, значительно отличалась в разных экспериментах.

Тот факт, что ток как в положительном, так и в отрицательном направлениях по достижении определенного небольшого значения не зависел от изменений напряженности магнитного поля в широких пределах, говорит о том, что напряженность поля была достаточной, чтобы отклонить обратно все медленно движущиеся электроны, испускаемые пластинами.

Неудача прежних экспериментов по обнаружению заряда, переносимого α-частицами, заставила предположить, что α-частицы в момент вылета не заряжены, а приобретают заряд при прохождении через газ. Возможно, что α-частицы, первоначально незаряженные, теряют отрицательные электроны при столкновениях с молекулами газа и таким образом приобретают положительный заряд. Такое предположение возникло во время дискуссии при закрытии Бейкерианской лекции [1] в прошлом году, и я указывал на это в работе «Современные проблемы радиоактивности», зачитанной на Международном конгрессе искусств и наук в Сент-Луисе в 1904 г. Такое же предположение было высказано Брэггом [4].

Сейчас, однако, кажется, нет сомнений в том, что α-частица заряжена в момент вылета. Давление газа в экспериментах было таким низким, что лишь очень малая доля α-частиц могла бы испытать столкновения с молекулами газа. Это выявляется при сравнении положительного и отрицательного токов в сильном магнитном поле. Различие между токами в двух направлениях связано, вероятно, с малой ионизацией, производимой в остаточном газе при прохождении через него α-частиц. В некоторых случаях величина этого тока ионизации не превышала $^{1}/_{10}$ тока, обусловленного зарядом одних α-частиц. Это указывает на то, что лишь небольшая доля α-частиц испытывает столкновения с молекулами газа. С другой стороны, величина заряда, переносимого α-частицами, не зависит от состояния вакуума в значительных пределах, что указывает на отсутствие какого-либо влияния остаточного газа на количество заряженных α-частиц, поглощаемых верхней пластиной.

Из этого можно сделать вывод, что α-частицы положительно заряжены в момент их вылета из радиевой пластинки и, вспоминая, что используемая в экспериментах пленка радия очень тонка, нет никаких очевидных причин полагать, что они не заряжены в момент их выброса из атома радия.

Происхождение медленных электронов

Мы говорили, что Дж. Дж. Томсон показал, что из пластинки, покрытой радиотеллуром, вместе с α-частицами испускается некоторое число медленных электронов. Описанные выше эксперименты показывают, что это справедливо и в случае радия. Величина тока этих электронов достаточна, чтобы полностью маскировать заряд, переносимый α-частицами; в некоторых случаях он в 20 раз больше. Возникает вопрос: испускаются ли эти электроны самим радиоактивным веществом или пластиной, о которую ударяют α-частицы? Тот факт, что ток в отсутствие магнитного поля больше, когда нижняя пластина заряжена отрицательно, чем когда она заряжена положительно, показывает, что большее число электронов вылетает из нижней пластины. Если бы электроны вылетали только из нижней пластины, положительный ток сильно превышал бы отрицательный. Результаты указывают, что эти электроны возникают на обеих пластинах — и на верхней, и на нижней, но в большей степени на нижней. Это было подтверждено экспериментами, в которых пленку радия, нанесенную на стеклянную пластинку, покрыли тонкой алюминиевой фольгой. Отрицательный ток был все еще больше, но разница была уже не столь заметна. Поскольку электроны, видимо, испускаются со скоростями, недостаточными для преодоления даже толщины одной алюминиевой фольги, кажется вероятным, что электроны, вылетающие из самого радия и стеклянной пластинки, поглощаются алюминиевой фольгой.

Эксперименты в совокупности показывают, что электроны вылетают как из пластинки, покрытой радием, так и из поверхности, которой они поглощаются. По-видимому, эти электроны представляют собой вид вторичного излучения, возникающего при ударах α-частиц о вещество. Так как половина α-частиц, испускаемых радием, застревает в нижней пластине, а другая половина испускается вверх, следует ожидать, что больше электронов будет вылетать из нижней пластины, нежели из верхней. Трудно установить, испускает ли сам радий какие-либо из этих медленных электронов в момент выброса α-частицы. Однако нет причины сомневаться в том, что такие электроны будут выбиваться при бомбардировке радия α-частицами, испускаемыми им самим.

Существование этого вида вторичного излучения, возникающего при прохождении α-частиц через вещество, сразу же объясняет некоторые результаты, полученные М. Кюри в ее экспериментах по поглощению α-лучей, испускаемых полонием. Сравнивался ионизационный ток между двумя параллельными пластинами, когда над полонием попеременно помещались два экрана из различных материалов. Например, с экранами из алюминия и картона ток был больше, когда алюминиевая пластинка была сверху. Аналогичные результаты были получены с другими материалами. Эти результаты указывают, что разное количество вторичного излучения (возможно, в форме рассматриваемых медленных электронов) образуется на поверхности вещества, через которую проходят лучи.

Заряд, переносимый β-лучами

Важно определить полное число β-частиц, испускаемых 1 *г* радия в радиоактивном равновесии, так как из теоретических рассмотрений следует, что это число связано определенным соотношением с полным числом испускаемых α-частиц. Итак, радий в радиоактивном равновесии содержит четыре вещества: сам радий, эманацию, радий A и радий C, которые испускают α-частицы. С другой стороны, β-частицы испускаются лишь одним продуктом — радием C. Эти вещества представляют собой последовательные продукты радия; когда достигнуто равновесие, в 1 *сек* распадается одно и то же количество атомов каждого продукта. Если распад атома каждого продукта сопровождается испусканием одной α-частицы, а в случае радия C — также и одной β-частицы, число α-частиц, испускаемых радием в радиоактивном равновесии, будет в четыре раза больше числа β-частиц. Таким образом, число β-частиц, испускаемых радием в равновесии, будет равно числу α-частиц, испускаемых при его минимальной активности, когда эманация и ее дальнейшие продукты отсутствуют.

Вин [5] провел ряд экспериментов для определения числа β-частиц, испускаемых известным количеством радия. В платиновый цилиндр, изолированный в трубе большего диаметра, было помещено около 4 *мг* бромида радия, затем воздух был откачан. Оказалось, что платиновый цилиндр заряжался положительно, так как β-частицы, часть которых проходила сквозь цилиндр, уносили с собой отрицательный заряд. Скорость переноса электричества из платинового цилиндра соответствует $2{,}91 \cdot 10^{-12}$ *а*. Если каждая β-частица уносит ионный заряд, равный $1{,}13 \cdot 10^{-19}$ *кулон*, это соответствует вылету $2{,}66 \cdot 10^{7}$ β-частиц в 1 *сек*. Соответствующее число для 1 *г* радия равнялось бы $1{,}14 \cdot 10^{10}$.

Из экспериментов по поглощению β-лучей, испущенных радием, известно, что некоторые β-частицы легко поглощаются при прохождении через тонкий слой вещества. Поэтому приведенная выше оценка сильно занижена.

Чтобы исключить по возможности ошибку, связанную с поглощением β-лучей в самом радии и в окружающей его оболочке, я применил другой метод. Вместо соединения самого радия в качестве источника β-лучей использовалось тело, ставшее активным под действием эманации радия. Отрицательным электродом в сосуде, содержащем большое количество эманации радия, служил свинцовый цилиндр длиной 4 *см* и диаметром 4 *мм*. Примерно после трехчасовой выдержки возбужденная активность достигает максимума. Тогда свинцовый стержень извлекался и интенсивность γ-излучения, испускаемого им, с помощью электроскопа сравнивалась с интенсивностью γ-излучения чистого бромида радия известного веса, находящегося в радиоактивном равновесии. Сравнение производилось по γ-лучам, а не по β-частицам, так как поглощение γ-лучей в свинцовом стержне и в оболочке, в которой заключен радий, очень мало. Предположим, например, что эффект γ-лучей от активного осадка на свинцовом стержне

эквивалентен *m мг* бромида радия. Далее, β- и γ-лучи, испущенные радием или активным осадком на свинцовом цилиндре, излучаются лишь одним продуктом — радием C. Поскольку β- и γ-лучи всегда появляются вместе и в одинаковом соотношении, то полное число β-частиц, испускаемых свинцовым стержнем, эквивалентно числу частиц, испускаемых *m мг* бромида радия. Активный осадок на свинцовом стержне чрезвычайно тонкий, поэтому половина β-частиц, испускаемых им, вылетает без поглощения.

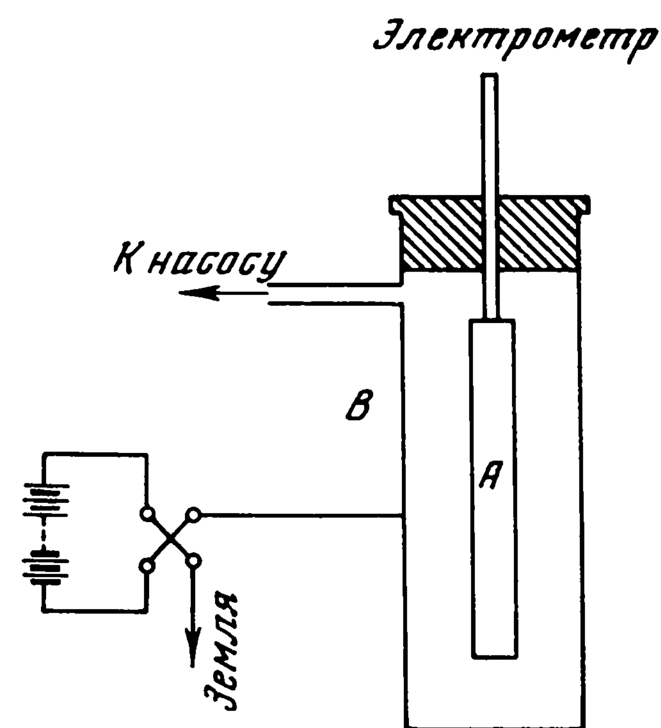


Рис. 2

Таким образом устраняется торможение β-частиц в самом активном веществе, которое происходило бы, если бы использовался бромид радия.

Немедленно после измерения свинцовый цилиндр завертывался в алюминиевую фольгу достаточной толщины для полного поглощения α-частиц. Экспериментально найдено, что α-лучи полностью поглощаются 13 слоями фольги, каждый толщиной 0,00031 *см*. Всего было взято 17 слоев фольги, общая толщина которых составляла лишь 0,0053 *см*. Это обеспечивало минимальное поглощение β-лучей в алюминиевом экране при полном поглощении α-частиц.

Свинцовый стержень служил центральным электродом *A* в установке, изображенной на рис. 2. Внешний цилиндр *B* был подсоединен к одному полюсу батареи, другой полюс которой был заземлен. Центральный электрод подключался к электрометру Долежалека, параллельно была подключена соответствующая емкость. Воздух откачивался как можно быстрее, и измерения начинались обычно примерно через 20 *мин* после извлечения активного стержня из эманации.

Потенциал внешнего цилиндра попеременно изменялся, и измерялся ток. Как мы видели в экспериментах по определению заряда, переносимого α-лучами, половина алгебраической суммы токов, измеряемых при перемене знака потенциала, соответствует величине ne, где n — число β-частиц, вылетающих из центрального электрода в 1 *сек*, а e — заряд каждой частицы.

Оказалось, что величина ne уменьшается со временем с такой же скоростью, с какой стержень теряет β-активность, измеряемую обычным образом с помощью электроскопа. Зная кривую, соответствующую изменению β-активности со временем, величина ne, измеренная в любой момент времени, может быть выражена через величину ne в момент извлечения стержня из эманации.

Приведенные ниже числа иллюстрируют экспериментальный метод. В момент извлечения β-активность стержня соответствовала 4,20 *мг* бромида радия. Величина ne была определена через 33 *мин* после того, как

был извлечен стержень. Из сравнения с известной кривой β-активность спала за это время до 74% от начальной величины. Величина ne, пересчитанная на начальный момент, была равна $1{,}05 \cdot 10^{-11}$ *а*. Взяв e равным $1{,}13 \cdot 10^{-19}$ *кулон*, получим $n = 9 \cdot 10^7$. Это число соответствует 4,2 *мг* бромида радия. Вспоминая, что половина β-частиц попадает в свинец, который поглощает бóльшую часть из них, можно легко рассчитать, что 1 *г* радия в радиоактивном равновесии испускает $7{,}6 \cdot 10^{10}$ β-частиц в 1 *сек*.

Вторая серия экспериментов, выполненных при других условиях, дала величину $7{,}0 \cdot 10^{10}$. Взяв среднее этих двух величин, можно, таким образом, сделать вывод, что *полное число β-частиц, испускаемое 1 г радия в 1 сек, равно* $7{,}3 \cdot 10^{10}$.

Как было показано, полное число α-частиц, испускаемое 1 *г* радия при его максимальной активности в 1 *сек*, равно $6{,}2 \cdot 10^{10}$. Приблизительное совпадение этих величин служит серьезным подтверждением правильности обсуждавшихся теоретических предпосылок. Следует ожидать, что число β-частиц, выведенное таким путем, будет несколько больше числа α-частиц, так как β-частицы дают начало вторичному излучению, состоящему также из отрицательно заряженных частиц, движущихся с большими скоростями. Эти вторичные β-частицы, возникающие при ударах β-частиц о свинец, будут проходить через алюминиевый экран и добавлять свой эффект к эффекту первичных β-частиц. По этой причине, вероятно, экспериментальное значение несколько завышено. Результат, однако, указывает, что радий в радиоактивном равновесии на каждую β-частицу испускает четыре α-частицы и, таким образом, подтверждает теорию последовательных превращений.

Выводы из полученных результатов

Определение полного числа α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек*, весьма важно, ибо позволит непосредственно вывести величины других важных констант радиоактивности. Методы расчета некоторых из них здесь кратко описаны.

Время жизни радия. Мы видели, что 1 *г* радия при минимальной активности испускает $6{,}2 \cdot 10^{10}$ α-частиц в 1 *сек*. Кажется вероятным, что лишь одна α-частица вылетает при распаде атома радия, так что в 1 *г* радия в 1 *сек* распадается $6{,}2 \cdot 10^{10}$ атомов; это соответствует $1{,}95 \cdot 10^{16}$ распадам в год. Экспериментально выведено, что 1 *см*^{3} водорода при нормальном давлении и температуре содержит $3{,}6 \cdot 10^{19}$ молекул. Принимая атомный вес радия равным 225, получим, что 1 *г* радия содержит $3{,}6 \cdot 10^{21}$ атомов. Часть атомов радия λ, которая распадается в год, таким образом, равна

$$\lambda = \frac{1{,}95 \cdot 10^{16}}{3{,}6 \cdot 10^{21}}, \quad \text{или} \quad 5{,}4 \cdot 10^{-4}.$$

Итак, из 1 *г* радия в год распадается около 0,5 *мг*. Далее, подобно всем остальным радиоактивным продуктам, число атомов радия, которые распадаются, по-видимому, всегда пропорционально числу нераспавшихся атомов.

Тогда, если n — число атомов в момент времени t, а n_0 — число атомов в начальный момент времени, то

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\lambda t}$$

Значение $\lambda = 5{,}4 \cdot 10$ (лет)$^{-1}$, так что время, необходимое для того, чтобы радий распался наполовину, примерно равно 1280 лет. Среднее время жизни радия равно, таким образом, 1850 лет.

Объем эманации. Предполагается, что каждый атом радия при распаде образует один атом эманации. Если q_0 — число атомов эманации, образующееся в 1 *сек* на 1 *г*, то полное число атомов эманации при радиоактивном равновесии определяется выражением

$$N_0 = \frac{q_0}{\lambda},$$

где λ — постоянная распада эманации.

Поскольку $q_0 = 6{,}2 \cdot 10^{10}$, а $1/\lambda = 480\,000$, то $N_0 = 3{,}0 \cdot 10^{16}$.

Но 1 *см*^{3} любого газа содержит $3{,}6 \cdot 10^{19}$ молекул. Таким образом, максимальный объем эманации, который может быть получен от 1 *г* радия в радиоактивном равновесии, равен

$$\frac{3{,}0 \cdot 10^{16}}{3{,}6 \cdot 10^{19}}\ см^3 = 0{,}83\ мм^3.$$

Рамзай и Содди нашли экспериментально, что объем эманации, который можно получить от 1 *г* радия, равен примерно 1 *мм*^{3}. Таким образом, величины находятся в хорошем согласии.

Тепловой эффект радия. Резерфорд и Барнс показали, что тепловой эффект радия и различных его продуктов обусловлен бомбардировкой вылетающих из него α-частиц. Из измерения констант α-частиц я сделал вывод, что их кинетическая энергия примерно равна $5{,}9 \cdot 10^{-6}$ *эрг*.

Радий в радиоактивном равновесии испускает $2{,}5 \cdot 10^{11}$ α-частиц в 1 *сек* на 1 *г*. Излучение энергии в виде кинетической энергии α-частиц, таким образом, соответствует 126 *кал/г · час*. Эта величина находится в довольно хорошем согласии с величиной 100, впервые определенной экспериментально Кюри и Лабордом.

Если предположить, что тепловой эффект радия есть мера кинетической энергии α-частиц, можно в обратном порядке определить среднюю энергию α-частиц, испускаемых радием и его продуктами, которэя тогда равна $4{,}7 \cdot 10^{-6}$ *эрг*.

Число ионов, образуемое α-частицей. Зная число α-частиц, испускаемых в 1 *сек* тонкой пленкой радия, и ток насыщения, возникающий, когда все излучение поглощается в газе, можно сразу определить число ионов, образующихся в воздухе при атмосферном давлении и температуре, когда через него проходит одна α-частица.

Нанесенные тонким слоем на алюминиевую пластинку 0,484 *мг* бромида радия испускают в газ $8{,}7 \cdot 10^6$ α-частиц в 1 *сек.* Ток насыщения, измеренный между параллельными пластинами, помещенными на достаточном расстоянии одна от другой, чтобы поглощать большинство лучей, равен $8{,}4 \cdot 10^{-8}$ *а.* Принимая заряд иона равным $1{,}13 \cdot 10^{-19}$ *кулон*, получим, что этот ток соответствует образованию в газе $7{,}5 \cdot 10^{11}$ ионов в 1 *сек.* Но это число соответствует $8{,}7 \cdot 10^6$ α-частиц. Среднее число ионов, образованное каждой частицей, испускаемой самим радием, равно, таким образом, 86 000. Брэгг показал, что α-частица, проходя через воздух, образует примерно такое же число ионов на единицу длины ее траектории, и ионизация прекращается очень резко. Пробег в воздухе α-частиц, испущенных радием при его минимальной активности, составляет примерно 3,0 *см.* Число ионов, образующееся на 1 *см* пути при нормальном давлении и температуре, равно, таким образом, 29 000. Число ионов на 1 *см* пути при давлении в 1 *мм* рт. ст. будет 38.

Таунсенд обнаружил, что максимальное число ионов, образованных электроном на 1 *см* пути при давлении в 1 *мм* рт. ст., равно 21. Было показано, что при этом каждое соударение электрона с молекулой на его пути приводит к образованию иона. Поскольку α-частица образует 38 ионов при тех же условиях, можно сделать вывод, что эффективность ионизации α-частицы почти вдвое больше, чем у электрона при его наибольшей эффективности. Этот результат показывает, что α-частица имеет несколько бóльшую область взаимодействия, нежели электрон, и способна ионизовать около двух молекул, тогда как электрон — лишь одну.

Энергия, затрачиваемая на образование иона. Величину средней энергии, необходимой для образования одного иона при соударении α-частицы с молекулой газа, можно определить, если известен интервал скоростей, при котором α-частица ионизует газ. В работе «Некоторые свойства α-лучей, испускаемых радием» [6] я показал, что α-лучи, испускаемые тонкой пленкой радия при его минимальной активности, в начальный момент имеют скорость $0{,}88\, v_0$, где v_0 — начальная скорость испускания α-частицы радием С; α-частица перестает ионизовать газ, когда ее скорость падает до $0{,}64\, v_0$. Из этого можно сразу же вывести, что 0,48 от полной энергии α-частицы из радия поглощается до того момента, когда она перестает ионизовать газ. Далее, из теплового эффекта радия при его минимальной активности 25 *кал/г · час* можно рассчитать, что кинетическая энергия α-частицы равна $4{,}7 \cdot 10^{-6}$ *эрг.* Количество энергии, поглощенное к моменту, когда α-частица прекращает ионизовать газ, равно $2{,}3 \cdot 10^{-6}$ *эрг.* Полагая, что эта энергия идет на ионизацию, и вспоминая, что α-частицы,

испускаемые радием, образуют 86 000 ионов, получаем, что средняя энергия, необходимая для образования иона, равна $2{,}7 \cdot 10^{-11}$ *эрг*. Это эквивалентно энергии, приобретаемой ионом при свободном движении между двумя точками с разностью потенциалов между ними в 24 *в*.

Мак-Гиллский университет, Монреаль, 1 мая 1905 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Trans., 1904, A, **204**, 169—219.
2. *Thomson J. J.* Proc. Camb. Philos. Soc., 1904, November 14; Nature, 1904, December 15.
3. *Rutherford E.* Nature, 1905, March 2.
4. *Bragg W.* Philos. Mag., 1904, December.
5. *Wien W.* Phys. Z., 1903, **4**, 624.
6. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1905, July, ser. 6, **10**, 163.

3

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА α-ЛУЧЕЙ, ИСПУСКАЕМЫХ РАДИЕМ *

Данная статья содержит предварительные результаты исследований, выполненных с целью точного определения скорости и отношения e/m испускаемых радием α-частиц. Отклонение пучка моноэнергетических лучей при прохождении через магнитное и электрическое поля известной интенсивности измерялось обычным методом. Была измерена величина магнитного отклонения; однако электрическое отклонение пока не измерено с необходимой точностью. При проведении этих экспериментов был обнаружен ряд важных и интересных фактов, краткое описание которых будет приведено ниже.

В выполненных ранее автором [1] и де Кудром [2] экспериментах по определению скорости и отношения e/m α-частиц в качестве источника α-лучей использовался толстый слой радия, находящийся в радиоактивном равновесии. Обнаружено, что α-лучи, испускаемые радием,— это сложные лучи, состоящие из частиц, вылетающих с различными скоростями. Этот факт, а также трудность получения большого электрического отклонения препятствовали определению скорости α-частицы и отношения e/m с точностью, необходимой для однозначного ответа на вопрос: действительно ли α-частица атом гелия или нет?

Давно известно, что α-лучи, испускаемые радием и его продуктами, различаются по проникающей способности в веществе. Недавно были опубликованы две очень ценные статьи Брэгга и Климана, значительно расширившие наши знания о механизме поглощения α-лучей в веществе. Ввиду большой важности этих результатов для описываемых в настоящей статье исследований мы кратко опишем их эксперименты. Используя тонкую пленку бромида радия, в которой можно пренебречь поглощением α-лучей, и вырезав узкий конус лучей, исследователи показали, что лучи, испущенные радием, состоят из четырех различных групп, каждая из которых проходит различное, но определенное расстояние в воздухе до того, как лучи перестанут ионизовать газ. Ионизация, производимая на 1 *см* пути в газе каждой α-частицей, была примерно одинаковой по всей траектории и, как было установлено, довольно резко прекращалась. Оказалось, что каждая группа лучей, обладающая определенным пробегом в воздухе,

* Trans. Roy. Soc. Canada, 1905, July, ser. 11, XI, pt. III, 3—16.

соответствует лучам от одного из четырех продуктов радия, излучающих α-частицы и находящихся в радиоактивном равновесии с радием. Например, лучи, испускаемые радием C, ионизовали около 6,7 *см* воздуха. Соответствующее расстояние для самого радия было около 3 *см*. Эти результаты указывали, что каждый продукт радия испускает α-частицы с одинаковой скоростью, но эта скорость значительно колеблется у лучей, испускаемых разными продуктами радия. Как подчеркнул Брэгг, эти результаты представляют собой новое и интересное подтверждение теории последовательных превращений, которая была выведена из данных совершенно иного характера.

Было найдено, что после того, как лучи прошли поглощающий экран толщиной d, их пробег в воздухе уменьшался на расстояние ρd (ρ — плотность поглощающего экрана по отношению к воздуху). Это служит выражением того факта, что поглощение лучей пропорционально плотности материала, сквозь который они проходят. В толстом слое радиоактивного вещества одного сорта лучи, вылетающие в газ, приходят из разных глубин и, следовательно, проходят разные расстояния в воздухе — от нуля до максимального значения, соответствующего пробегу лучей, испускаемых тонкой пленкой этого материала. Очевидно, что α-частицы, вылетающие в газ, будут иметь различные скорости, т. е. сложный состав. В радии, находящемся в радиоактивном равновесии и содержащем четыре разных продукта, испускающих α-частицы, лучи еще более сложны по характеру, ибо в каждой группе содержатся лучи с пробегом в воздухе от нуля до максимального.

Таким образом, для получения вполне определенных результатов рекомендуется в качестве источника лучей использовать не сам радий, а тонкую пленку радиоактивного вещества одного вида, чтобы все лучи вылетали в газ с одинаковыми скоростями.

Это условие выполняется, если в качестве источника лучей использовать проволоку, ставшую активной после воздействия на нее эманацией радия. Активный осадок на проволоке после извлечения ее из эманации состоит из трех продуктов: радия A, B и C. Поскольку радий A превращается наполовину за 3 *мин*, его активность через 15 *мин* практически исчезает. В таком случае лучи испускаются лишь одним продуктом — радием C, так как радий B вообще не испускает лучей. Активный осадок на проволоке настолько тонок, что в самом активном веществе никакого поглощения не происходит и все лучи вылетают с одинаковыми скоростями. Вылетающие внутрь проволоки α-лучи полностью поглощаются самой проволокой. Активность радия C уменьшается со временем, спадая за первые 60 *мин* после извлечения до половины своей начальной величины. Через 2 *час* активность уменьшается до 25% от начального значения.

Чтобы получить достаточно хорошее фотографическое изображение при использовании узкого пучка α-лучей, который по условиям эксперимента должен был проходить расстояние около 7 *см*, в качестве источника излучения необходимо было применить активную проволоку большой ин-

тенсивности. Для этой цели тонкая проволока длиной около 1 *см* была заряжена отрицательно до 800 *в* в присутствии эманации, полученной примерно из 20 *мг* бромида радия в растворе. Проволока, которую следовало сделать активной, была единственным отрицательно заряженным телом, подвергающимся действию эманации, и, следовательно, на ней концентрировался активный осадок. Таким способом была приготовлена чрезвычайно активная тонкая проволочка, которая вызывала сильное свечение на поднесенном близко экране из сернистого цинка или виллемита.

Магнитное отклонение α-лучей

Метод определения величины отклонения α-лучей в магнитном поле показан на рис. 1. Активная проволока помещалась в углублении V в 2 *см* от узкой щели S. Фотопластинка P устанавливалась на определенном расстоянии над щелью. Все устройство помещалось в латунную трубу, которую с помощью насоса Флеша могли быстро откачивать до давления в доли миллиметра. Весь прибор размещался между прямоугольными полюсами большого электромагнита, так что постоянное поле начиналось на расстоянии 1 *см* ниже щели и простиралось до верха внешней трубы.

На практике вначале в рабочее положение устанавливалась фотопластинка, а затем в углубление вводилась активная проволочка. Затем внешняя труба быстро приклеивалась воском к основанию и откачивалась. Вся операция занимала не более 5 *мин*, после чего параллельно плоскости проволоки и щели прикладывалось магнитное поле. Поле менялось по направлению каждые 10 *мин* в течение часа. На проявленной пластинке были видны две узкие полоски, расстояние между центрами которых соответствовало удвоенному отклонению пучка лучей в магнитном поле от нормали. Напряженность магнитного поля была около 9470 *эл.-стат. ед.*, при этом выявлялось хорошо заметное расщепление линии. Например, когда фотопластинка находилась на расстоянии 4 *см* от щели, расстояние между линиями на пластинке достигало 4,7 *см*.

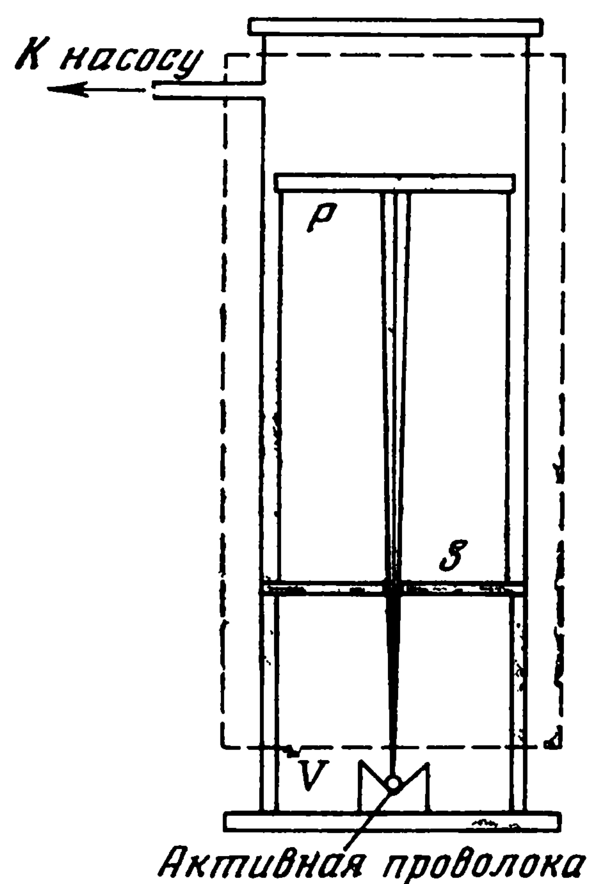


Рис. 1

Испущенные активной проволокой β- и γ-лучи производили более слабый фотоэффект, нежели сами α-лучи. Было найдено, что ширина линии на пластинке одна и та же, независимо от того, приложено магнитное поле или нет. Это говорит о том, что все лучи отклонялись одинаково, т. е. все α-частицы испускались с одинаковыми скоростями. Такой результат наблюдался в ряде экспериментов и подтверждал полученный Брэггом другим способом вывод, что все α-частицы, испускаемые каждым продуктом радия, имеют одинаковые скорости. Из этого

можно сделать вывод, что каждая α-частица в момент, предшествующий ее испусканию, движется внутри атома с определенной скоростью, одинаковой для всех атомов данного вещества.

Радиус кривизны траектории лучей легко рассчитать. Пусть $2d$ — расстояние между центрами линий; d_1 — расстояние пластинки от щели; d_2 — расстояние щели от начала магнитного поля; ρ — радиус кривизны траектории. Тогда

$$2\rho d = d_1 (d_1 + d_2).$$

В табл. 1 приведены данные, поученные для $d_1 = 2$, 3 и 4 *см*; $d_2 = 1{,}0$ *см* во всех случаях.

Таблица 1

Расстояние d_1 пластинки от щели, *см*	Величина $2d$, *мм*	Радиус кривизны ρ траектории лучей, *см*
2	1,465	41,0
3	2,78	43,2
4	4,79	41,7
		Среднее значение 42,0

Следовательно, величины ρ совпадают настолько, насколько можно было ожидать, так как магнит питался от источника напряжением 110 *в*, э.д.с. которого временами флуктуировала. Эти результаты показали, что во всем исследованном интервале траектория лучей есть окружность со средним радиусом кривизны 42,0 *см*.

Напряженность магнитного поля H была постоянной во всех экспериментах и равнялась 9470 *эл.-стат. ед.* Таким образом, $H\rho = 3{,}98 \cdot 10^5$.

Испускаемые радием С α-лучи обладают наибольшей проникающей способностью по сравнению со всеми другими лучами, испускаемыми продуктами распада. Следовательно, они испускаются, по-видимому, с наибольшей скоростью. В предыдущей работе [1] я показал, что для лучей радия максимальное значение $H\rho$ равно 390 000. Этот результат был получен электрическим методом, причем в качестве источника лучей использовался радий в радиоактивном равновесии. Беккерель показал, что величина $H\rho$ не постоянна, если ее измерять по следам на фотопластинке, когда лучи, испускаемые радием, проходят через воздух при атмосферном давлении. Величина $H\rho$ изменялась от 291 000 до 341 000. Этот результат легко понятен в свете описанных ниже экспериментов. Пучок лучей не был однородным, как полагал Беккерель, а состоял из α-частиц, вылетающих с разными скоростями, что, конечно, приводило к различным отклонениям. Такое объяснение результатов Беккереля было дано Брэггом [3].

Мы знаем, что при движении заряженной частицы в магнитном поле

$$H\rho = \frac{m}{e} V,$$

где m — масса частицы; V — ее скорость; e — заряд. Таким образом,

$$\frac{m}{e} V = 3{,}98 \cdot 10^5,$$

Эксперименты по отклонению α-лучей электрическим полем еще не завершены; трудность их проведения объясняется тем, что достаточно высокий вакуум, необходимый для обеспечения большой разности потенциалов между пластинами без пробоев, должен быть получен за очень короткое время после введения активной проволоки. Можно, однако, получить приблизительную оценку величины e/m, если предположить, что тепловой эффект радия C полностью обусловлен кинетической энергией α-частиц. Из экспериментальных результатов, полученных Резерфордом и Барнсом, можно вывести, что около 31% от полного теплового эффекта радия обусловлено радием C. Поскольку 1 *г* радия излучает тепло со скоростью около 100 *кал/час*, тепловой эффект радия C, присутствующего в радии, будет около 31 *кал/час*.

Так как радий C есть прямой продукт радия, то число частиц, испускаемых в 1 *сек* радием C, находящимся в радиоактивном равновесии с 1 *г* радия, равно n — полному числу α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек* при его минимальной активности. Я недавно определил это число, измеряя заряд, переносимый α-лучами, испускаемыми тонкой пленкой бромида радия при его минимальной активности. Если каждая α-частица переносит обычный ионный заряд в $1{,}13 \cdot 10^{-20}$ *эл.-магн. ед.*, то в таком случае в 1 *сек* радий испускает $6{,}2 \cdot 10^{10}$ частиц.

Таким образом, $n = 6{,}2 \cdot 10^{10}$. Тогда тепловой эффект α-частиц, испускаемых в 1 *сек* радием C, равен $^1/_2\, mnV^2$, или $3{,}6 \cdot 10^5$ *эрг*.

Подставляя снова величину ионного заряда e и величину n, получаем

$$\frac{m}{e} V^2 = 1{,}03 \cdot 10^{16}.$$

В этом результате не делалось никаких предположений о величине e, так как $n = i/e$, где i — измеренный ток, обусловленный зарядом, переносимым α-частицами. Ранее мы видели, что

$$\frac{m}{e} V = 3{,}98 \cdot 10^5.$$

Из этих двух выражений получаем

$$V = 2{,}6 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$$

и

$$\frac{e}{m} = 6{,}5 \cdot 10^3 \text{ эл.-магн. ед.}$$

Эти величины находятся в удивительно хорошем согласии с величинами, полученными ранее де Кудром и мной из величины отклонения лучей при прохождении через магнитное и электрическое поля. Де Кудр нашел, что $V = 1{,}6 \cdot 10^9$ и $e/m = 6{,}3 \cdot 10^3$, тогда как я получил $V = 2{,}5 \cdot 10^9$ и $e/m = 6 \cdot 10^3$.

Хотя определение величин констант α-лучей из теплового эффекта радия представляет интерес, я не думаю, чтобы в настоящее время можно было придавать большое значение этим результатам вследствие неопределенности, связанной с величиной n, которую очень трудно измерить точно.

Можно надеяться, что, когда проводящиеся в настоящее время эксперименты по электрическому отклонению лучей, испущенных радием С, будут закончены, величина e/m будет получена с достаточной точностью, чтобы дать определенный ответ на важный вопрос: являются ли α-частицы вылетающими атомами гелия?

Уменьшение скорости при прохождении через вещество

Был проведен ряд экспериментов для определения относительной скорости α-частиц, испущенных радием С после прохождения слоя алюминия известной толщины. Применялся прибор, показанный на рис. 1. Над активной проволокой последовательно были расположены листки алюминиевой фольги толщиной 0,00031 *см*. Величина отклонения лучей обратно пропорциональна их скорости после прохождения через экран. Линии, полученные на фотопластинке, были очень четкими и легко различались; ширина линий во всех случаях была примерно одинаковой. Это говорит о том, что лучи после прохождения металлического экрана оставались все еще моноэнергетичными, хотя их скорость уменьшилась.

Были получены четкие фотографические изображения с 12 листками фольги над проволокой, но с 13 слоями получить эффект не удавалось. Этот результат показывает, что фотографическое действие α-лучей аналогично ионизации прекращается очень резко после прохождения ими слоя алюминиевой фольги толщиной более 0,0037 *см*, но менее 0,0040 *см*.

Таблица 2

Число слоев алюминиевой фольги	Расстояние $2d$ между линиями, *мм*	Скорость α-частиц, V_0
0	1,46	1,00
5	1,71	0,85
8	1,91	0,76
10	2,01	0,73
12	2,29	0,64

Таблица 3

Число слоев алюминиевой фольги	Энергия	
	наблюдаемая	рассчитанная
0	100	100
5	73	75
8	58	61
10	53	51
12	41	41

Полученные результаты приведены в табл. 2 (предполагалось, что величина e/m остается неизменной). В третьем столбце представлены значения скорости α-частиц после прохождения через алюминий, выраженные в долях V_0, т. е. скорости α-частиц в отсутствие экрана.

Таким образом, скорость α-частицы после прохождения через 12 слоев алюминия уменьшается лишь на 36%.

Поскольку α-частица образует в воздухе на своем пути примерно одинаковое число ионов на 1 *см*, можно сделать наиболее простое предположение, что энергия α-частицы уменьшается на постоянную величину при прохождении через каждый слой алюминиевой фольги. После прохождения через 12 слоев кинетическая энергия α-частицы уменьшается до 41% от максимальной. Каждый слой фольги, таким образом, поглощает около 4,9% от максимальной энергии. Наблюдаемая кинетическая энергия α-частицы, прошедшей через различные толщины алюминиевой фольги, и величина, рассчитанная при упомянутых предположениях, приведены в табл. 3.

Экспериментальные и расчетные величины совпадают в пределах ошибок эксперимента. Таким образом, можно сделать вывод, что в первом приближении α-частица при прохождении последовательно через слои алюминиевой фольги теряет одну и ту же часть своей полной энергии.

Скорость α-частиц, испущенных другими продуктами

Зная скорость α-частицы, испускаемой радием С, можно сразу же определить скорость α-частицы, испускаемой другим радиоактивным продуктом, если известен ее максимальный ионизационный пробег в воздухе. Эта скорость может быть определена из приведенных данных по уменьшению скорости α-частицы после прохождения алюминиевой фольги. Ионизующее действие α-лучей пропадает после прохождения 12,5 слоя фольги, что эквивалентно толщине воздуха 6,7 *см*. Каждый слой фольги соответствует толщине воздуха 0,54 *см*. Так, скорость испущенных собственно

радием лучей, которые имеют пробег в воздухе, равный 3 *см*, т. е. которые были бы остановлены 5,5 листками фольги, соответствует скорости испущенных радием C лучей, которые пересекут 12,5—5,5 = 7 слоев. Для удобства скорости α-частиц, испущенных различными продуктами, с пробегами в воздухе от 1 до 6,7 *см* приведены ниже в долях V_0, т. е. скорости α-частицы, испущенной радием C.

Максимальный пробег α-частицами в воздухе, *см*	0	1	2	3	4	5	6	6,7	7	8
Максимальная скорость α-частицы, V_0	0,64	0,71	0,765	0,82	0,88	0,92	0,96	1,00	1,01	1,06

В табл. 4 приведены полученные экспериментально Брэггом максимальные пробеги α-частиц для различных продуктов радия, а также соответствующие начальные скорости испускания.

Таблица 4

Вещество	Максимальный пробег α-частиц в воздухе, *см*	Скорости α-частиц, V_0
Радий	3	0,82
Эманация	3,8 или 4,4	0,87 или 0,90
Радий A	4,4 или 3,8	0,90 или 0,87
Радий C	6,7	1,00

Из эксперимента трудно определить, принадлежит ли пробег 3,8 *см* лучам, испущенным эманацией или радием A. Средняя скорость четырех групп α-частиц равна, таким образом, 0,90 V_0. Скорости α-частиц, испущенных различными продуктами, следовательно, отличаются не более чем на 10% от средней скорости. Скорости α-частиц, испущенных продуктами других радиоактивных элементов, могут быть определены таким же образом, если известен их пробег в воздухе.

Ионизационный пробег и фотоэффект в воздухе

Внезапное исчезновение фотографического изображения на пластинке после того, как лучи прошли через 12 слоев алюминиевой фольги, указывает на возможность наличия прямой связи с соответствующим резким исчезновением ионизации в воздухе, так отчетливо обнаруженным Брэггом. Оказалось, что дело обстоит именно так. В следующем разделе будет показано, что величина поглощения α-лучей в каждом слое фольги соответствует 0,54 *см* воздуха. Таким образом, 12 слоев фольги соответствуют 6,5 *см* воздуха. Далее, Брэгг показал, что α-лучи, испущенные ра-

дием С, создают в воздухе на расстоянии 6,7 *см* ионизацию и что после этого ионизация спадает очень резко. Можно, следовательно, сделать вывод, что α-лучи перестают воздействовать на фотопластинку при той же скорости, при которой они перестают ионизовать газ. Это очень важный результат, и, как мы увидим позже, он указывает на то, что воздействие на фотопластинку обусловлено ионизацией фотографических солей.

Предполагая, что поглощение α-лучей в алюминии прямо пропорционально его плотности по отношению к воздуху, 12 слоев алюминия, каждый толщиной 0,00031 *см*, соответствуют 8 *см* воздуха. Эквивалентное расстояние в воздухе, найденное из эксперимента, равно 6,5 *см*, т. е. поглощение в алюминии несколько меньше, чем это следует из закона плотности.

Фосфоресценция, вызываемая α-частицами

Ряд экспериментов был проведен для выяснения вопроса, пропадает ли эффект люминесценции веществ, подобных сернистому цинку, цианоплатиниту бария и виллемиту, подвергающихся облучению α-лучами, на том же расстоянии, что и ионизация.

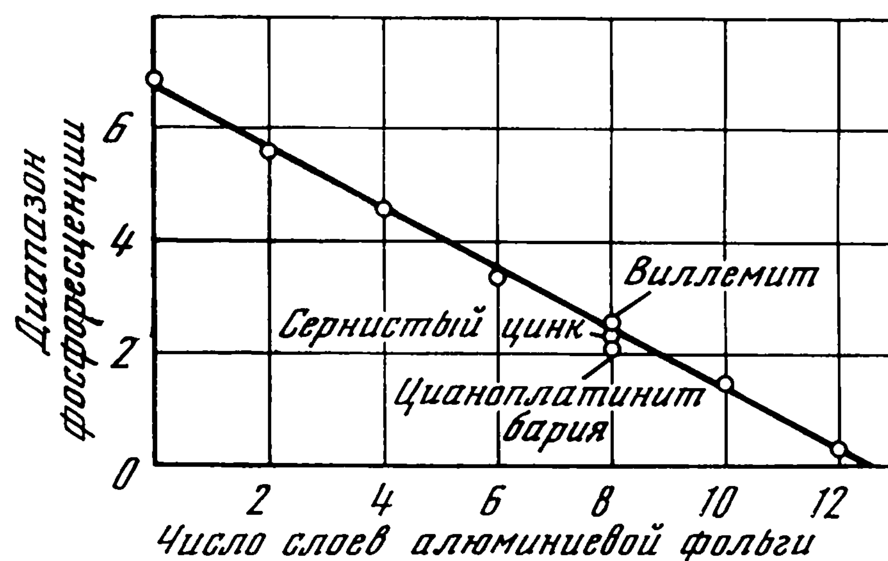


Рис. 2

Очень активная проволока была расположена на подвижной пластине, расстояние от нее до неподвижного экрана можно было быстро менять. Расстояние, при котором эффект фосфоресценции пропадал, можно было довольно точно измерить. Затем над проволокой помещалась алюминиевая фольга и измерялось соответствующее расстояние, при котором свечение пропадало. Результаты изображены графически на рис. 2, где по оси ординат отложено расстояние между фосфоресцирующим экраном и активной проволокой, а по оси абсцисс — число листков алюминиевой фольги толщиной 0,00031 *см*. Линия, соединяющая точки, представляет собой прямую; 12,5 листка фольги поглощают лучи в той же степени, что и 6,8 *см* воздуха, так что каждый слой алюминия соответствует 0,54 *см* воздуха. При использовании экрана из сернистого цинка фосфоресценция пропадала при толщине воздуха 6,8 *см*, т. е. фотоэффект и фосфоресценция,

вызываемые α-лучами, практически пропадают при одинаковой толщине воздушного слоя.

Эксперименты с цианоплатинитом бария и виллемитом оказались более трудными, так как β- и γ-лучи, испускаемые активной проволокой, производили свечение, сравнимое со свечением, вызываемым α-лучами. Довольно хорошо согласующиеся результаты были, однако, получены после введения между активной проволокой и экраном тонкого листка черной бумаги. Если свечение существенно изменялось, то делался вывод, что α-лучи еще создают эффект; таким образом, можно было приблизительно определить момент исчезновения свечения. Например, чтобы при восьми слоях фольги над активной проволокой пропадала фосфоресценция, вызываемая α-лучами, требовалась добавочная толщина воздуха, равная для виллемита 2,5 *см*, а для цианоплатинита бария 2,1 *см*. Соответствующая толщина для сернистого цинка была равна 2,40 *см* — среднее между двумя указанными значениями.

Поскольку восемь слоев фольги эквивалентны 4,3 *см* воздуха, то диапазон фосфоресценции в воздухе для сернистого цинка, цианоплатинита бария и виллемита соответствовал 6,7; 6,8 и 6,4 *см* соответственно. Расхождения в величинах обусловлены, по-видимому, ошибками, эксперимента.

Обсуждение результатов

Итак, ионизация, фосфоресценция и фотоэффект, вызываемые α-лучами, испускаемыми радием С, после прохождения примерно одинакового расстояния в воздухе, исчезают. Это удивительный результат, если вспомнить, что α-частица после прохождения такого расстояния в воздухе еще обладает по крайней мере 50% первоначальной скорости. Полагая величину начальной скорости α-частицы, испущенной радием С, равной $2{,}5 \cdot 10^9$ *см/сек*, устанавливаем, что ионизация, фосфоресценция и фотоэффект пропадают, когда скорость α-частицы падает ниже $1{,}5 \cdot 10^9$ *см/сек*, т. е. около $^1/_{20}$ скорости света. При этом частица обладает еще примерно 40% начальной энергии испускания.

Эти результаты говорят о том, что свойства α-лучей ионизовать газ, вызывать свечение в некоторых веществах и воздействовать на фотопластинку пропадают, когда скорость α-частиц падает ниже определенной фиксированной величины, одинаковой во всех случаях. Поэтому кажется разумным предположить, что эти три свойства α-лучей должны вызываться одной и той же причиной. Поглощение α-лучей в газах есть следствие поглощения энергии, которая тратится на образование ионов в газе. Когда α-частицы поглощаются в газе полностью, образуется то же полное число ионов; это говорит о том, что на образование одного иона во всех газах требуются одинаковые затраты энергии. С другой стороны, при постоянном источнике излучения ионизация в единице объема газа примерно пропорциональна его плотности. Поскольку поглощение α-лучей в твердом веществе примерно пропорционально его плотности по отношению к

плотности воздуха, вероятно, это поглощение есть также результат потерь энергии на ионизацию в твердом материале, через который проходят α-лучи, и практически одинаковое количество энергии требуется на образование одного иона в веществе, все равно в каком — твердом, жидком или газообразном.

Поэтому вполне возможно, что образование ионов в фосфоресцирующем материале и в фотопленке будет прекращаться примерно при той же скорости, при которой α-частица теряет способность ионизовать газ. С этой точки зрения, следовательно, экспериментальные результаты получают простое объяснение. Фосфоресценция и почернение фотопластинки, вызванные действием α-лучей, есть главным образом результат ионизации, которая способна, по-видимому, создавать вторичные эффекты, оказывающие влияние на наблюдаемые явления.

Такая точка зрения представляет интерес в связи с возникновением «сцинтилляций», наблюдающихся в сернистом цинке и других веществах под действием α-лучей. Этот эффект Беккерель приписал расщеплению кристаллов при бомбардировке α-частицами. Полученные результаты, однако, показывают, что мы должны глубже искать объяснения этим явлениям. Эффект прежде всего связан с образованием ионов в фосфоресцирующем материале, а не прямо с бомбардировкой, так как мы видели, что α-частица не производит сцинтилляций, когда обладает еще большой кинетической энергией. Кажется вероятным, что сцинтилляции должны быть приписаны рекомбинации ионов, образующихся при движении α-частиц в кристаллических массах. Трудно представить, как эта ионизация может приводить к расщеплению кристаллов.

Эта тесная связь фосфоресценции и фотографического действия α-лучей с их свойствами образования ионов ставит вопрос: не могут ли вообще фосфоресценция и фотоэффект в первую очередь быть обусловлены образованием ионов в веществе?

Безлучевые превращения

Рассмотренные результаты указывают, что α-частицы, испущенные радиоактивными веществами, вылетают со средней скоростью, превышающей не более чем на 30% критическую скорость, ниже которой α-частицы не способны образовывать ионы, вызывать фосфоресценцию и почернение фотопластинок. Такой вывод приводит нас к мысли, что свойство радиоактивных веществ испускать лучи первоначально было замечено в этих веществах потому, что α-частицы испускались со скоростями, лишь немного превышающими критическую. Подобный распад может происходить и в других веществах со скоростью, много большей, чем у урана, не создавая большого электрического эффекта, если скорость испускания α-частиц ниже критической.

До момента своего поглощения частица в среднем образует около 100 000 ионов в газе, так что наблюдаемый электрический эффект в 100 000 раз боль-

ше эффекта, измеренного лишь по заряду одних α-частиц, когда их скорость уменьшается ниже критической величины.

Возможно, что обнаруженные многочисленные безлучевые продукты испытывают распад такого же характера, что и продукты, несомненно испускающие α-лучи. В безлучевых продуктах α-частицы испускаются со скоростями, меньшими $1{,}5 \cdot 10^9$ *см/сек*, и, таким образом, не способны создавать большой электрический эффект.

Эти рассуждения важны для решения более общего вопроса о том, какое вещество радиоактивно. Свойство испускать α-лучи со скоростью, лишь немного превышающей минимальную скорость, необходимую для ионизации газа, может быть присуще лишь специальному классу веществ, а не веществу вообще. В то же время результаты говорят о том, что обычное вещество может испытывать превращения, сопровождающиеся испусканием α-частиц, с интенсивностью, намного превышающей интенсивность образования их ураном, не создавая заметный электрический или фотографический эффект.

Мак-Гиллский университет, Монреаль, 8 мая 1905 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1903, February.
2. *Des Coudres.* Phys. Z., 1903, 4, 483.
3. *Bragg W.*, *Kleeman.* Philos. Mag., 1904, December.

1906

4

ТОРМОЖЕНИЕ α-ЧАСТИЦ, ИСПУСКАЕМЫХ РАДИЕМ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО *

В предыдущих статьях [1, 2] я привел описание экспериментов, которые показали, что при прохождении α-частиц через вещество их скорость уменьшается. Источником лучей служила тонкая проволока, ставшая активной после экспозиции под отрицательным потенциалом в сосуде с большим количеством эманации радия.

Через 15 *мин* после извлечения из эманации α-излучение было обусловлено только радием С. Я показал, что такая активная проволока представляет собой источник монохроматического излучения, т. е. α-частицы, вылетающие из проволоки, все движутся с одинаковой скоростью и, следовательно, все отклоняются в одинаковой степени магнитным полем.

Из работ Брэгга и Климана известно, что α-частицы, испускаемые каждым простым продуктом, имеют определенный ионизационный пробег в воздухе. Одной из задач данных экспериментов было определение скорости α-частиц, соответствующей каждой точке ее траектории в воздухе, чтобы определить закон уменьшения скорости α-частицы. Это было выполнено косвенно измерением скорости α-частиц, испущенных радием С, после прохождения через различные слои алюминия, причем тормозная способность каждого слоя алюминия определялась отдельно в единицах пробега в воздухе посредством сцинтилляционного или электрического метода. Общий вид установки показан на рис. 1.

Активная проволока A была помещена в треугольный паз в массивном латунном цилиндре D, который был припаян к основанию прибора. К одной стороне латунного цилиндра прикреплялась вертикальная стойка. С помощью прорези в центре к стойке крепились две подвижные рамки B и C, на одной из которых была сделана щель, а на другой укреплялась небольшая фотопластинка. Расстояние между источником и щелью и между источником и фотопластинкой по желанию могло изменяться и фиксироваться боковыми винтами. Над этим прибором была расположена латунная труба P с закрытым верхним концом. К нижнему концу был присоединен фланец FF, тщательно пришлифованный к основанию прибора. С помощью вакуумной смазки фланец устанавливался на основании и образовывал воздухонепроницаемое соединение, так что сосуд можно было

* Philos. Mag., 1906, August, ser. 6, 12, 134—146.

сразу же откачивать насосом Флеша, не прибегая к креплению латунной трубы к основанию прибора. Такая экономия времени, а также избавление от лишних забот имели большое значение в описанных ниже экспериментах. В этих экспериментах проводились измерения магнитного отклонения α-лучей, испущенных радием A.

Весь прибор закреплялся на деревянной раме и помещался между полюсами большого электромагнита так, что источник лучей и щель были параллельны направлению магнитного поля. В этих экспериментах магнитное поле было практически однородным по всей траектории лучей. Протяженность магнитного поля показана штриховыми линиями LL. Электромагнит питался постоянным током 12 *а* и предохранялся электрическим вентилятором от перегрева. Экспозиция пластинки в магнитном поле обычно длилась 2 *час*, причем направление магнитного поля изменялось каждые 10 *мин*.

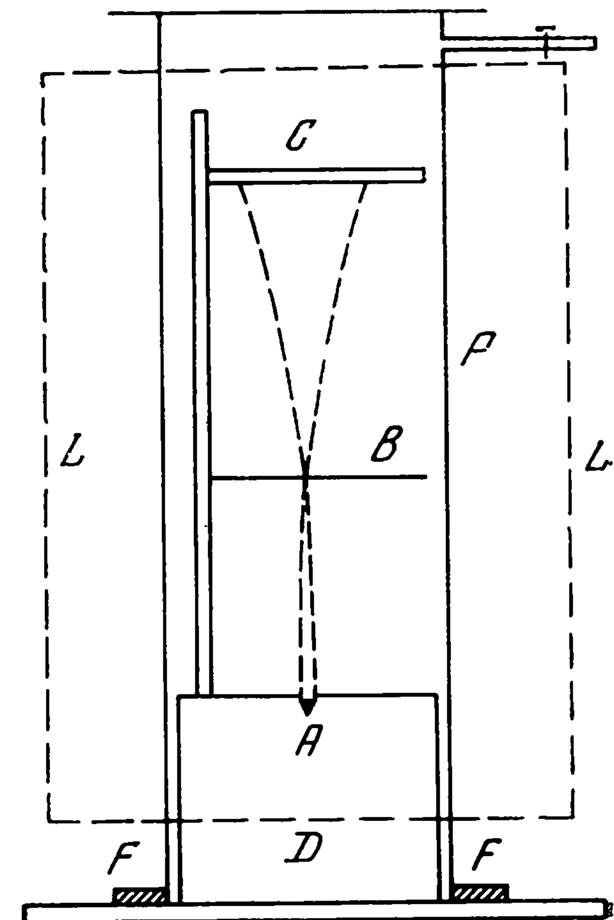


Рис. 1

В большинстве экспериментов область между активным источником и фотопластинкой была разделена на две равные части с помощью вертикальной слюдяной пластинки. Одна половина активной проволоки либо не экранировалась совсем, либо покрывалась каким-нибудь известным поглощающим экраном, а другая половина была покрыта исследуемыми листками алюминиевой фольги. Таким способом были получены две группы линий, причем расстояние между центрами линий каждой группы представляло удвоенную величину отклонения пучка лучей от нормали в магнитном поле. Расстояние между отклоненными линиями обратно пропорционально скорости α-частиц после прохождения через поглощающий экран.

Измерения следов на фотографических пластинках

В предыдущей статье я указал на некую особенность фотографического следа пучка α-лучей, испущенных активной проволокой, когда была использована узкая щель. След пучка лучей состоял из двух темных линий с четко обозначенными наружными краями, а симметрично относительно центра следа были расположены светлые линии. Оказалось, что этот эффект — необходимое следствие того факта, что α-частицы испускаются изотропно во всех направлениях тонким слоем активного вещества, распределенного по проволоке. Четкость края следа на фотопластинке в присутствии магнитного поля или без него существенно помогает точно измерить расстояние между центрами отклоненных следов, образовавшихся в результате изменения знака магнитного поля.

В связи с экспериментами, описанными в этой и последующей статьях, я сделал в общей сложности более сотни фотографий, показывающих отклонение пучка α-лучей под влиянием магнитного и электрического полей при различных условиях. Так как каждый из этих фотографических следов, полученных на пластинках, должен быть точно измерен, тем, кто занимается подобными наблюдениями, может быть интересно более подробное описание окончательно выбранного метода измерений.

Вначале для измерений использовался микроскоп, но это оказалось очень утомительным для глаз. Кроме того, этот метод мог быть с успехом применен лишь в том случае, когда следы были четко обозначены. Окончательно я остановился на следующей процедуре. Небольшая фотопластинка укреплялась на чистой стеклянной пластинке такого же размера, как предметное стекло проекционного фонаря. Все это в качестве диапозитива помещалось в обычный проекционный фонарь, и увеличенное изображение фотографии проецировалось на экран. В большинстве экспериментов используемое увеличение менялось от 20 до 40 и определялось с помощью точно нанесенной на стекле миллиметровой шкалы, помещенной в то же положение, что и фотопластинка. Изображение, которое нужно было измерить, проецировалось на картонный экран, укрепленный на большой чертежной доске. Затем наблюдатель остро отточенным карандашом периодически отмечал края фотографических следов по всей длине. Потом экран убирался, а через точки наблюдения проводились линии; расстояние между параллельными линиями измерялось с помощью шкалы и верньера. Если фотография была четкой, измерения, выполненные двумя различными наблюдателями в течение нескольких минут, различались не более чем на 0,5%, а средние ряда наблюдений находились в очень хорошем согласии.

Установка проекционного фонаря перед микроскопом имеет два больших преимущества. Во-первых, наблюдатель ясно видит перед собой полный контур фотографических следов, и маловероятно, чтобы он неправильно оценил край линии, несмотря на локальные несовершенства пластинки. Во-вторых, даже очень слабые фотографические следы ясно видны на экране и могут быть измерены с гораздо большей определенностью, быстрее и с меньшими затратами труда, нежели с помощью микроскопа.

Торможение α-частиц при прохождении через алюминий

Эксперименты, описанные в предыдущей статье, были повторены с большей точностью, причем использовалась более активная проволока, а расстояние между фотопластинкой и источником было меньше. Поэтому я смог определить скорость α-частицы вблизи конца ее ионизационного пробега в воздухе.

Выбранный метод должен был позволить определить отклонение пучка α-лучей после прохождения сквозь последовательные слои алюминия. Отдельные эксперименты помогли установить, что каждый слой алюминие-

вой фольги соответствует по тормозной способности примерно 0,50 *см* воздуха.

В этих экспериментах щель находилась в 2 *см* от проволоки, а фотопластинка — в 2 *см* от щели. Это давало достаточно большую величину отклонения пучка α-лучей в магнитном поле, напряженностью около 8000 *эл.-стат. ед.* Одна сторона активной проволоки не имела экранировки, а другая покрывалась последовательно 2, 4, 6, 8, 10 и 12 листками алюминиевой фольги. Фотоэффект от неэкранированной проволоки был очень сильным, а после прохождения частицами 12 слоев алюминия становился очень слабым, однако вполне достаточным для точных измерений. Затем щель была передвинута на расстояние 0,5 *см* до источника, а пластинка — на расстояние 1,5 *см* до щели. В результате интенсивность фотографического изображения возросла в четыре раза и часть активной проволоки, покрытая 12 листками алюминиевой фольги, давала хорошо заметный эффект на фотопластинке. Величина отклонения пучка лучей была, однако, уменьшена до 0,375 от величины отклонения, измеренной в первом случае. Другая часть проволоки последовательно покрывалась 12 и 14 листками алюминиевой фольги, и отклонения, которые сравнивались с отклонениями, обусловленными первыми 12 листками фольги, использовались в качестве стандарта для сравнения.

При прохождении через 14 слоев получался слабый, но измеримый фотоэффект. Затем было добавлено два слоя сплава меди с цинком (Dutch metal), толщина которых эквивалентна по тормозной способности 0,64 толщины слоя алюминиевой фольги. Отмечалось легкое потемнение пластинки, однако слишком слабое и непригодное для измерений.

Полученные результаты приведены ниже; скорость α-частиц выражена в единицах V_0 — скорости α-частицы, вылетевшей из неэкранированной проволоки. В следующей статье будет показано, что величина e/m для α-частицы остается неизменной при прохождении ее через вещество, так что отклонение пучка лучей в магнитном поле обратно пропорционально скорости лучей.

Число слоев алюминиевой фольги над проволокой	0	2	4	6	8	10	12	14	14,6
Скорость, V_0	1,00	0,95	0,87	0,80	0,72	0.65	0,52	0,43	Неизмерима

Наименьшая измеренная скорость 0,43 V_0 была обусловлена лучами, прошедшими через 14 слоев фольги.

Одна из основных трудностей в этих экспериментах заключалась в небольших колебаниях толщины листков алюминиевой фольги. Листок фольги, который надо было использовать, складывался пополам, снова пополам и так до тех пор, пока не получалось требуемое число слоев, затем все слегка прессовалось и вырезался лист нужной площади. Необходимо было

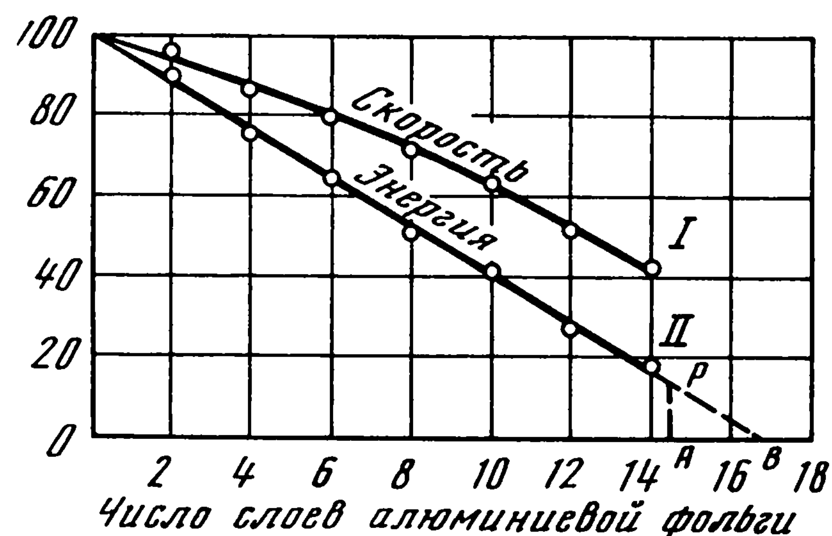


Рис. 2

особо внимательно подсчитывать число слоев фольги, ибо сделать это с уверенностью совсем не простое дело, когда фольга спрессована плотно. Это как будто мелочь, но я на собственном опыте убедился, как легко здесь ошибиться.

Толщина используемой в эксперименте фольги определялась сцинтилляционным методом и оказалась равной по тормозной способности примерно 0,50 *см* воздуха.

Таким образом, 14 слоев соответствовали толщине воздуха примерно 7,0 *см*. Поскольку пробег α-частиц, испускаемых радием C, в воздухе равен 7,06 *см*, толщина фольги обеспечивала поглощение почти всех α-лучей.

Приведенные результаты изображены графически на рис. 2 (кривая *I*). Скорость лучей, вылетающих из неэкранированной части проволоки, принята за 100. По оси абсцисс отложено число слоев алюминиевой фольги над активной проволокой. Кривая *II* изображает энергетическую зависимость, причем энергия α-частицы, вылетающей из неэкранированной проволоки, принята за 100. Эта зависимость была получена вычислением квадратов измеренных скоростей. Видно, что точки лежат на прямой линии, пересекающей ось абсцисс в точке, соответствующей 16,9 слоя фольги. Каждый слой фольги поглощает около 6,0 % от максимальной энергии α-частицы.

Фотоэффект, обусловленный лучами, прошедшими через 14 слоев фольги, составлял менее 5% от фотоэффекта, вызванного за то же время лучами, вылетевшими из неэкранированной проволоки. Действительная энергия α-частицы после прохождения 14 слоев фольги составляет 0,18 от начальной энергии, так что очевидно, что фотографическое действие α-частиц вблизи конца их пробега спадает быстрее, чем уменьшается их кинетическая энергия.

Если считать, что наиболее вероятное число слоев фольги, при котором происходит полное поглощение α-лучей, равно 14,4, что соответствует 7,06 *см* воздуха при нормальном давлении и температуре, то можно видеть, что каждый слой фольги в среднем соответствует несколько меньше 0,50 *см* воздуха.

Продолжение кривой энергии α-частиц пересекает ось абсцисс в точке, соответствующей толщине алюминия в 16,9 слоя фольги, что эквивалентно расстоянию в воздухе, равному (16,9—14,4)·0,50, т. е. на 1,25 *см* воздуха больше 7,06 *см* — расстояния, необходимого для полного поглощения. Следовательно, скорость α-частиц, которые имеют пробег в воздухе r *см*, после прохождения через поглощающий экран пропорциональна $\sqrt{r+1{,}25}$. Отношение K скорости V α-частицы с пробегом r к скорост V_0 α-частицы, вылетевшей из неэкранированной проволоки, даетс

выражением

$$K = \frac{V}{V_0} = \frac{\sqrt{r+1,25}}{\sqrt{7,06+1,25}} = 0,348\sqrt{r+1,25}.$$

Например, пробег r α-частицы, испущенной радием С, после прохождения через восемь слоев фольги (эквивалентных 4,0 *см* воздуха) равен 3,06 *см*. Следовательно, $K = 0,72$. Таким образом, скорость α-частицы с любым известным пробегом в воздухе может быть вычислена по простой формуле.

В следующей статье мы покажем, что величина отношения e/m одинакова для α-частиц, испускаемых радием А, радием С и радием F (полонием). Поэтому кажется вероятным, что α-частицы, испускаемые различными продуктами радия, все имеют одинаковую величину отношения e/m. Если это так, то из приведенной выше формулы сразу же можно вывести начальную скорость α-частиц, вылетающих из тонкой пленки каждого продукта радия.

Эти величины приведены в таблице, причем они выражены в единицах V_0 — начальной скорости α-частицы, испускаемой радием С.

Вещество	Пробег α-частиц в воздухе, *см*	Скорость V_0		Величина $mv/e, \times 10^5$
		расчетная	измеренная	
Радий	3,50	0,750	0,76	3,04
Эманация	4,23	0,814	...	3,30
Радий А	4,83	0,858	0,88	3,48
Радий С	7,06	1,000	1,00	4,06
Радий F	3,86	0,787	0,81	3,20

Пробеги α-частиц, испускаемых различными продуктами радия, взяты из статьи Брэгга и Климана. Пробег α-частиц, испускаемых радием F (полонием), был определен Левином в лаборатории автора.

В последнем столбце приведенной здесь таблицы даны величины $H\rho = mv/e$, где H — напряженность магнитного поля; ρ — радиус кривизны траектории лучей; e, m, v имеют обычное значение. Я более точно определил начальную величину $H\rho$ для α-частиц, испускаемых радием С, и нашел, что она равна $4,06 \cdot 10^5$, а не $3,98 \cdot 10^5$, как это было указано в предыдущей статье. Отношения mv/e были выведены из расчетной скорости и величины, приведенной выше.

Мы рассмотрим сейчас некоторые прямые эксперименты, выполненные для определения скорости α-частиц, испускаемых некоторыми продуктами радия; скорость выражена в единицах V_0 в предположении, что e/m одинаково для α-частиц, испускаемых всеми продуктами.

Магнитное отклонение α-частицы, испускаемой собственно радием

В качестве источника α-лучей использовался примерно 1 *мг* чистого бромида радия, нанесенного равномерным слоем на узкий желобок. Радий был нагрет до температуры, достаточной для полного отделения эманации. Через 3 *час* продукты радий А и радий С почти полностью исчезли и α-частицы испускались в основном собственно радием. Магнитное отклонение пучка лучей определялось на стандартном приборе (см. рис. 1), где использовалась узкая щель. След пучка лучей сначала был получен без магнитного поля. Следы отклоненного по обе стороны от центральной линии пучка лучей образовались при изменении знака магнитного поля. Полученные таким способом фотографии показаны на рис. 3.



Рис. 3

Поскольку слой радия был заметной толщины, α-частицы, вылетавшие из радия, имели широкий спектр скоростей, поэтому лучи неодинаково отклонялись магнитным полем. Внутренняя кромка линий от отклоненных пучков, однако, была образована лучами, обладающими максимальной скоростью, а эта скорость и есть объект нашего исследования. Например, расстояние от правой кромки фотографического следа, полученного без магнитного поля, до внутренней кромки следа от отклоненного влево пучка представляет собой отклонение испускаемых радием лучей максимальной скорости. Это отклонение сравнивалось с отклонением лучей, вылетающих из неэкранированной проволоки, покрытой радием С. Таким способом было найдено, что начальная скорость α-частиц, вылетающих из радия, составляет 0,76 V_0 — величина, очень хорошо совпадающая с величиной 0,75 V_0, рассчитанной по формуле. Измерение внешнего видимого предела фотографического изображения отклоненного следа показало, что минимальная скорость α-лучей, которые все еще создают заметное фотографическое действие, равна 0,51 V_0.

Магнитное отклонение α-частиц, испускаемых радием А

Так как активность радия А за 3 *мин* спадает наполовину, точно измерить магнитное отклонение испускаемых им лучей с помощью фотографического метода довольно трудно. Радий А был сконцентрирован на тонкой проволоке, выдержанной в течение 3 *мин* в присутствии боль-

шого количества эманации. Перед вводом проволоки эманация была подвергнута воздействию сильного электрического поля, чтобы удалить насколько возможно радий C, который имеет тенденцию накапливаться в сосуде с эманацией. За время выдержки (3 *мин*) на проволоке сконцентрировалось около половины того количества радия A, которое бывает в радиоактивном равновесии, и очень малое количество радия C. Сначала фотопластинка помещалась в рабочее положение в приборе, изображенном на рис. 1. Затем активная проволока быстро извлекалась из сосуда с эманацией, помещалась в рабочее положение и закреплялась. Проходило не более полминуты после извлечения проволоки из сосуда до того момента, когда прибор помещался между полюсами магнита и откачивался до давления в несколько миллиметров ртутного столба. Направление поля менялось каждые полминуты в течение 6 *мин*, после чего пластинка извлекалась и проявлялась.

После проявления фотопластинки линии от отклоненных лучей выявлялись достаточно четко для измерения. Величина магнитного отклонения была в 1,14 раза больше, чем для неэкранированной проволоки, покрытой радием C и экспонированной в таких же условиях. Из этого следует, что измеренная величина скорости α-частиц, испускаемых радием A, равна 0,88 V_0, что находится в хорошем согласии с величиной 0,86 V_0, первоначально определенной из известного пробега в воздухе α-частицы, испускаемой радием A.

Другая фотография была получена с активной проволокой, покрытой слоем слюды, эквивалентным по тормозной способности 3,5 *см* воздуха. Измерения в этом случае были усложнены тем обстоятельством, что лучи испускаемые радием C, присутствующим на проволоке, производили сравнимый фотоэффект. В результате были получены две широкие линии, внешняя часть которых образована лучами, испускаемыми радием A. Сделав поправку на известную ширину линии неотклоненного пучка лучей, можно найти скорость α-частиц, испускаемых радием A, после прохождения через 3,5 *см* воздуха, равной 0,54 V_0. Величина, полученная из измерения пробега лучей в воздухе (1,3 *см*), равна 0,56 V_0. Учитывая трудность измерения таких слабых фотографий, можно считать, что измеренная и рассчитанная величины находятся, как и следовало ожидать, в хорошем согласии.

Радий F

Оказалось, что нет необходимости непосредственно определять магнитное отклонение α-лучей, испускаемых радием F (полонием), так как это уже сделал с хорошей точностью Маккензи. Используя стержень, покрытый тонкой пленкой полония, он нашел, что величина $H\rho$ для лучей полония равна $3{,}30 \cdot 10^5$. Эта величина (см. таблицу на стр. 45), вычисленная из пробега и известной величины $H\rho$ для радия C, равна $3{,}20 \cdot 10^5$, что находится в хорошем согласии с величиной, найденной Маккензи.

До сих пор я не определял отдельно магнитное отклонение лучей, испускаемых эманацией. Я думаю, однако, что нет ни малейшего сомнения в том, что скорость 0,81 V_0, вычисленная по известному пробегу лучей, близка к истинной величине. Сейчас проводятся эксперименты для получения, если это возможно, на одной фотопластинке раздельного изображения следов лучей от каждого из четырех α-активных продуктов радия в равновесии. Теоретически это возможно, если в качестве источника лучей использовать очень тонкую пленку радия в радиоактивном равновесии. Сомнительно, однако, чтобы можно было практически получить полное отделение следов, обусловленных лучами, испускаемыми эманацией и радием А, потому что скорости испускания частиц у них почти одинаковы.

Рассеяние α-лучей

Когда Брэгг впервые предложил свою теорию поглощения α-лучей, которая так великолепно подтвердилась за последние два года, он указал, что согласно общим теоретическим рассмотрениям должно существовать заметное различие в характере поглощения α- и β-лучей веществом. Хотя β-частицы во многих случаях испускаются со скоростями, намного превышающими скорость α-частицы, все же, если принять во внимание их очень малую массу, их кинетическая энергия много меньше кинетической энергии α-частиц. Так как атом представляет собой область действия интенсивных электрических сил, β-частица при прохождении через вещество будет отклоняться значительно легче, чем тяжелая α-частица. Из экспериментов мы знаем, что это так. Узкий пучок β-лучей, падающий на вещество, после прохождения через него имеет вид рассеянного в виде конуса пучка с размытыми краями. Это рассеяние β-лучей, как указал Брэгг, вероятно, объясняет экспоненциальный закон поглощения моноэнергетичных β-лучей веществом.

С другой стороны, α-частица вследствие огромной энергии движения проникает сквозь атом вещества, не испытывая значительного отклонения. Как я указал в предыдущей статье, бесспорно существует, однако, слабое рассеяние или отклонение траектории α-частицы при прохождении через вещество. Это ясно видно на двух фотографиях, приведенных на рис. 3. Расстояние между излучающим источником и фотопластинкой (см. рис. 1) было разделено на две части слюдяным экраном. Активная проволока, покрытая радием С, служила источником лучей. Одна половина верхней части щели была покрыта слюдяной пластинкой, по тормозной способности эквивалентной 3,5 *см* воздуха. Темная, четко обозначенная линия на одной фотографии (рис. 3, *а*) представляет собой след лучей, которые не прошли сквозь слюдяной экран, а размазанная линия есть след лучей, прошедших через него. Если бы лучи не рассеивались, то обе линии были бы одинаково четкими. Очень похожее рассеяние наблюдается в сильных магнитных полях (см. рис. 3, *б*). Это говорит о том, что возникающий эф-

фект не может быть приписан медленным электронам, столь обильно испускаемым веществом, через которое проходят α-частицы, так как эти электроны отклонялись бы сильным магнитным полем и не попадали бы на фотопластинку. Естественно, что подобного уширения фотографического следа не происходит, если поглощающий экран помещен над источником, а не над щелью.

Из измерений ширины линии, обусловленной рассеянными α-лучами, легко показать, что некоторые α-частицы при прохождении через слюду отклонялись от своего первоначального направления примерно на угол 2°. Возможно, что некоторые α-частицы отклонялись на значительно больший угол, но если это так, то их фотоэффект был слишком слабым, чтобы его можно было заметить на пластинке.

Это рассеяние α-частиц, как и следовало ожидать, возрастает с уменьшением их скорости. Из величин e/m и V для α-частиц, приведенных в следующей статье, можно легко рассчитать, что для изменения направления движения на угол 2° для некоторых α-частиц при прохождении ими слоя слюды толщиной 0,003 *см* потребовалось бы поперечное электрическое поле напряженностью около 100 млн. *в/см*. Такой результат ясно показывает, что атомы вещества должны быть теми областями, где действуют очень интенсивные электрические силы,— вывод, который находится в согласии с электронной теорией вещества.

Обсуждение результатов

Испускаемые тонким слоем радиоактивного вещества α-частицы одного типа вылетают с одинаковыми скоростями, а после прохождения через поглощающий экран снова все имеют одинаковую, хотя и меньшую скорость. Мы уже обратили внимание на быстрое уменьшение фотоэффекта, обусловленного пучком лучей, испускаемых активной проволокой, после прохождения поглощающего экрана. Фотоэффект α-частиц в направлении конца их траектории в воздухе определенно уменьшается значительно быстрее, чем кинетическая энергия самих α-частиц.

Это быстрое уменьшение фотоэффекта следует приписывать не уменьшению числа α-частиц, падающих на пластинку, а ослаблению фотоэффекта, производимого каждой α-частицей. Основные результаты моих экспериментов привели меня к выводу, что фотоэффект, обусловленный α-частицей, приблизительно пропорционален ее пробегу в воздухе. По этой гипотезе α-лучи, испускаемые активной проволокой, покрытой радием С (пробег 7 *см*), производят при данном расстоянии в вакууме в семь раз больший фотоэффект, нежели такой же пучок лучей после прохождения через поглощающий слой, толщина которого эквивалентна 6,0 *см* воздуха. Пробег α-частиц после прохождения через экран в этом случае равен 1 *см*. С этой точки зрения α-частица, испускаемая собственно радием (пробег 3,5 *см*), производит вдвое меньший фотоэффект, нежели α-частица, испускаемая радием С.

Таким образом, я наблюдал, что яркость сцинтилляций, вызванных α-лучами на сернистом цинке, быстро затухает при уменьшении пробега α-частиц с помощью поглощающего экрана. Сейчас проводятся эксперименты по количественной проверке того, пропорциональны ли интенсивность свечения в сернистом цинке и фотоэффект пробегу α-частиц в воздухе. Такую связь следует ожидать, если и фотоэффект, и эффект люминесценции прямо или косвенно обусловлены ионизацией вещества α-частицами.

На вопрос, имеют ли α-частицы «критическую» скорость, ниже которой они не способны производить свои характеристические эффекты, трудно дать определенный ответ. Конечно, α-частицы должны иметь такую «критическую» скорость, но, по-видимому, нет очевидных причин, почему α-частица должна была бы резко терять свою способность к ионизации, когда ее скорость еще очень велика. Бронсон провел исследование, чтобы выяснить, производят ли α-частицы какую-либо заметную ионизацию за пределами их нормального ионизационного пробега в воздухе, однако ответ был отрицательным. Мы должны сделать вывод, что либо существует определенная критическая скорость (примерно 0,4 от максимальной скорости α-частицы, испускаемой радием C), либо скорость α-частицы уменьшается очень быстро, когда становится меньше этой величины. Вопрос усложнен слабым рассеянием α-частиц при прохождении через вещество, ибо это обстоятельство очень затрудняет принятие определенных решений по результатам экспериментов. Я надеюсь провести ряд экспериментов для выяснения этого важного вопроса.

Мы видели, что можно точно определить величину mv/e для α-частиц, испускаемых радием, радием A и радием F, измерив торможение α-частиц, испускаемых только радием C, при прохождении их через вещество. Такой результат дает основание для почти однозначного вывода, что величина e/m одинакова для α-частиц, испускаемых каждым из этих продуктов; в то время как измерение магнитного отклонения лучей дает импульс α-частицы, пробег частицы *плюс* некоторая константа пропорционален кинетической энергии α-частицы. Если бы отношение e/m не было одинаковым для каждого продукта, нельзя было бы ждать совпадения между взмеренными и рассчитанными значениями величины mv/e.

В следующей статье будет показано, что этот вывод подтверждается прямым измерением величины e/m для α-частиц, испускаемых различными продуктами радия.

Мак-Гиллский университет, Монреаль, 14 июня 1906 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1905, July.
2. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, January, April.

МАССА И СКОРОСТЬ α-ЧАСТИЦ, ИСПУСКАЕМЫХ РАДИЕМ И АКТИНИЕМ *

Настоящая работа содержит результаты измерений, предпринятых для определения с возможно большей точностью массы и скорости α-частиц, испускаемых некоторыми продуктами радия и актиния. На современном уровне наших знаний в области радиоактивности такие измерения представляют важное теоретическое значение для выяснения следующих вопросов:

1) Одинаковы ли массы α-частиц, испускаемых разными радиоактивными продуктами?

2) Меняется ли величина e/m α-частиц при прохождении их через вещество?

3) Какая связь между скоростью α-частицы и ее ионизационным пробегом в воздухе?

4) Какая связь, если таковая вообще имеется, между α -частицей и атомом гелия?

5) Обусловлен ли тепловой эффект радия и других радиоактивных веществ бомбардировкой радиоактивного вещества собственными α-частицами?

В ходе этих исследований было накоплено достаточно данных если не для полного ответа на все эти вопросы, то по крайней мере для указания с определенной уверенностью на взаимосвязи, существующие между различными вопросами.

Эксперименты, описанные в этой статье, продолжались более года [1], но публикация была задержана до получения результатов по определению массы α-частицы, испущенной торием, актинием и радием. Измерение массы α-частицы, испущенной торием, было выполнено совместно с Ганом и описывается в следующей статье. Определение массы и скорости α-частицы, испущенной радием, производилось различными исследователями. В 1902 г., используя радий с активностью 19 000, я показал с помощью электроскопа, что α-частицы, испущенные радием, состоят из положительно заряженных частиц, которые заметно отклоняются в сильном магнитном и электрических полях [2]. Я получил, что величина e/m (отношение заряда α-частицы к ее массе) примерно равна $6 \cdot 10^3$ и что скорость

* Philos. Mag., 1906, October, ser. 6, 12, 348—371.

[1] Предварительное сообщение об измерениях величины e/m для частиц, испускаемых радием C, было зачитано на заседании Американского физического общества в декабре 1905 г. Аннотация результатов появилась в журнале «Physical Review» [1].

самых быстрых α-частиц, испускаемых радием, равна около $2{,}5 \cdot 10^9$ *см/сек*. Вскоре после этого аналогичные эксперименты были повторены де Кудром [3], который использовал фотографический метод и чистый бромид радия в качестве источника лучей. Он нашел, что величина e/m равна $6{,}3 \cdot 10^3$, а средняя скорость достигает $1{,}65 \cdot 10^9$ *см/сек*.

Вследствие трудности получения достаточно большого отклонения α-лучей в электрическом поле величины отношения e/m и скорость α-частицы, полученные Резерфордом и де Кудром, следует рассматривать лишь как первое приближение к истинным значениям.

Недавно Маккензи [4] снова исследовал этот вопрос, для чего применил фотографический метод и в качестве источника лучей использовал чистый бромид радия. Он получил довольно большое отклонение пучка лучей в сильных магнитном и электрическом полях и показал, что α-частицы, испускаемые толстым слоем бромида радия, отклонялись в этих полях неодинаково и, по-видимому, двигались с различными скоростями. Предположив, что величина e/m для всех α-частиц одинакова, Маккензи вывел, что e/m в среднем равна $4{,}6 \cdot 10^3$, а средняя скорость составляет $1{,}37 \cdot 10^9$ *см/сек*.

Следует подчеркнуть, что во всех этих исследованиях в качестве источника лучей использовались толстые слои радия, находящегося в радиоактивном равновесии. Мы знаем, что α-частицы, испускаемые радием в радиоактивном равновесии, порождаются четырьмя различными α-активными продуктами. Испускаемые каждым продуктом α-частицы имеют разные ионизационные пробеги в воздухе и различные скорости испускания. Кроме того, α-частицы, испускаемые каждым продуктом, достигают поверхности, пройдя различные толщины радиоактивного вещества и, следовательно, имеют разные скорости. Таким образом, видно, что α-излучение радия очень сложно и состоит из четырех групп, каждая из которых содержит α-частицы, вылетающие с весьма различными скоростями.

Вследствие размытия пучка лучей при прохождении через электрическое и магнитное поля трудно с уверенностью оценить величину наблюдаемого отклонения. Маккензи [4] в своей статье указал на все связанные с этим трудности.

В предыдущей статье [5] я показал, что эти трудности исчезли бы при применении моноэнергетичного пучка α-лучей. Я отметил, что такой моноэнергетичный пучок лучей можно получить, если в качестве источника использовать небольшую проволочку, получившую активность после экспозиции в эманации радия. Через 15 *мин* после извлечения из эманации радий A распадался и, следовательно, α-частицы испускались лишь радием C.

Исследование отклонения лучей в магнитном поле показало, что такая активная проволока удовлетворяет всем условиям, которым должен удовлетворять моноэнергетичный источник лучей. Все α-частицы вылетают из тонкой пленки радиоактивного вещества с одинаковыми скоростями, и все

испытывают одинаковое уменьшение скорости при прохождении через поглощающий экран. Вследствие большой скорости распада активности осадка для получения хорошего фотоэффекта необходимо использовать сильно активированную проволоку. В большинстве экспериментов, описание которых будет дано позднее, активный осадок концентрировался на проволоке — единственной отрицательно заряженной поверхности в сосуде, содержащем большое количество эманации радия. Таким способом была получена очень активная проволока, служившая удобным источником моноэнергетичных α-лучей.

Электрическое отклонение α-лучей

Определение e/m и скорости α-частицы было выполнено обычным способом путем измерения отклонения пучка лучей в электрическом и магнитном полях известной напряженности. Метод, примененный для измерения магнитного отклонения, был уже описан в предыдущей статье. После нескольких предварительных экспериментов по измерению отклонения α-лучей в электрическом поле мы выбрали следующую установку. Лучи из активной проволоки *W* (рис. 1), пройдя через тонкую слюдяную пластинку в основании латунного сосуда *M*, пролетали между двумя параллельными изолированными пластинами *A* и *B* высотой около 4 *см*, расстояние между которыми составляло 0,21 *мм*. Расстояние фиксировалось с помощью тонких слюдяных полосок, расположенных в четырех углах, а пластины были жестко стянуты резиновой лентой Выводы аккумуляторной батареи подключались к пластинам *A* и *B* так, чтобы можно было получить между ними сильное электрическое поле. Пучок лучей после пролета между пластинами падал на фотопластинку *P*, которая жестко крепилась к шлифованной латунной пластинке, точно подогнанной к верхней поверхности сосуда. Шлифованная поверхность была воздухонепроницаемой, и фотопластинку можно было, таким образом, легко вставлять и вынимать, не нарушая остальных частей прибора. Сосуд подсоединялся к ртутному насосу и откачивался до высокого вакуума. При необходимости откачка завершалась с помощью боковой трубки, наполненной кокосовым древесным углем, погруженным в жидкий воздух.

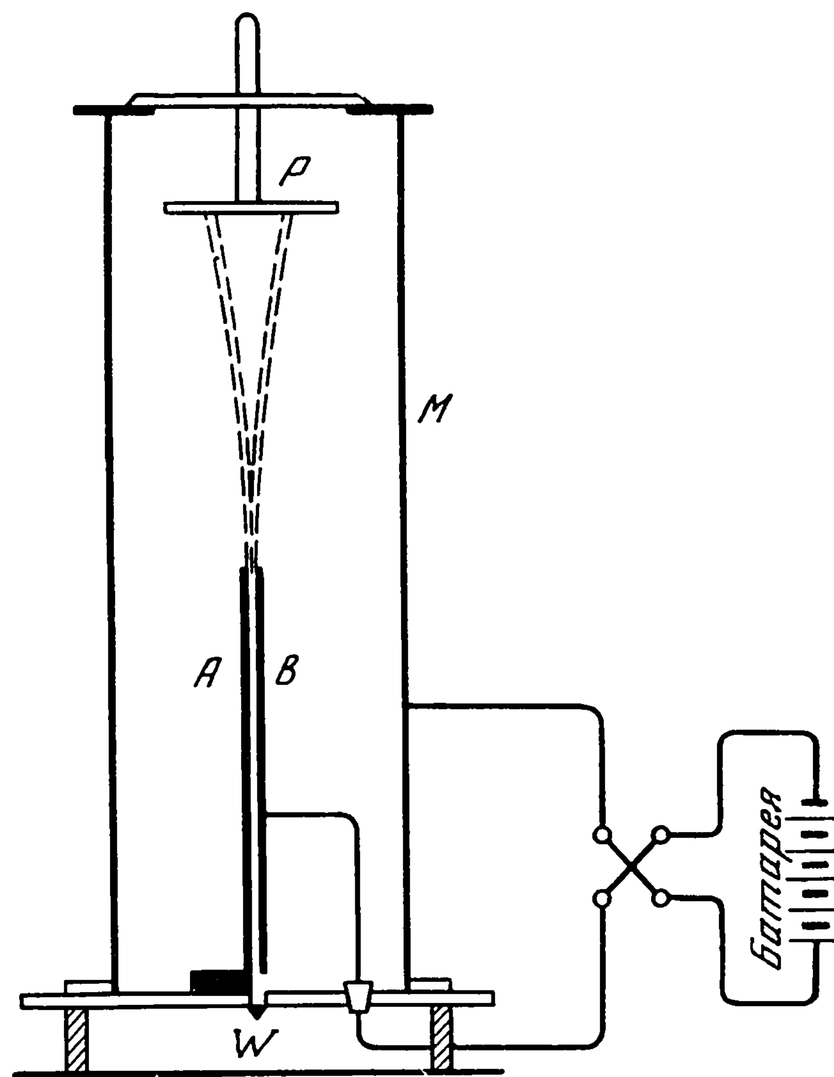
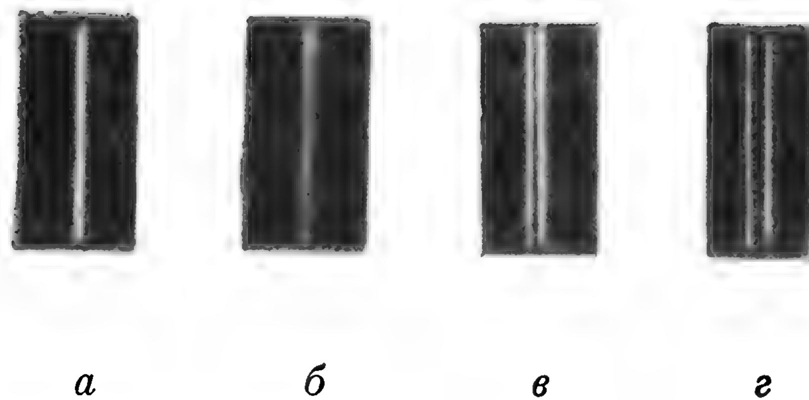


Рис. 1

Пластины *A* и *B* были помещены близко одна к другой прежде всего потому, что это позволяло получить силь-

ное электрическое поле между ними при сравнительно малом напряжении. Наибольшая разность потенциалов, необходимая в экспериментах, составляла примерно 500 *в*. Поскольку пластины отстояли одна от другой на $^1/_5$ *мм*, при таком напряжении между ними получалось электрическое поле напряженностью 25 000 *в/см*. Преимущество установки заключалось в том, что при напряжении меньше 350 *в* не было опасности возникновения разряда между пластинами даже при не очень хорошем вакууме. Это особенно удобно, если требуется подвергать фотопластинку в течение нескольких дней воздействию слабого источника излучения, так как нет необходимости непрерывно следить за состоянием вакуума.

Малость расстояния между пластинами не требует внесения поправки на распределение электрического поля у краев пластин. Кроме того,



а *б* *в* *г*

Рис. 2

параллельные пластины служат диафрагмой, вырезающей узкий пучок лучей. При прохождении через электрическое поле каждая α-частица описывает параболическую траекторию, а после пролета пластин движется по прямой линии к фотопластинке. Направление отклонения пучка лучей изменялось периодически переменой знака электрического поля.

Обычный результат воздействия электрического поля на положение следа от пучка лучей, падающих на фотопластинку, показан на рис. 2 (*а* — при естественной ширине линии без электрического поля; *б* — при разности потенциалов 255 *в*; *в* — при разности потенциалов 340 *в*; *г* — при разности потенциалов 497 *в*). Воспроизведены подлинные фотографии (увеличение около 1,4 раза). Когда прикладывается слабая разность потенциалов, ширина линии возрастает по сравнению с естественной. Сверх определенного напряжения единственная линия распадается на две. С дальнейшим увеличением напряжения расстояние между этими линиями возрастает, а ширина каждой линии неуклонно уменьшается. Внешний край каждой линии четко обозначен, а внутреннюю границу линии определить с уверенностью очень трудно.

Теория эксперимента

При использовании экспериментальной установки, состоящей из двух параллельных пластин, служащих одновременно и отклоняющей системой и диафрагмой, теория более сложна, чем в обычном случае, когда узкий

пучок α-лучей проходит между двумя параллельными пластинами конденсатора, не задевая их.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 3 (AB и CD — две заряженные параллельные пластины; CE — источник излучения, ширина которого больше расстояния между пластинами). Требуется определить ширину следа на фотопластинке, когда между пластинами приложена разность потенциалов V.

Пусть m — масса α-частицы; e — заряд α-частицы; u — скорость α-частицы при прохождении между пластинами; $AB = l_1$; $CD = l_2$; $Bb = l_3$; d — расстояние между пластинами; D — расстояние между крайними точками следов на фотопластинке при изменении знака электрического поля.

Рис. 3

Теоретически необходимо отдельно рассмотреть два случая: 1) отклонение α-частиц при прохождении через электрическое поле меньше расстояния d между пластинами и 2) отклонение больше d.

Случай 1 (рис. 3, *а*). Рассмотрим теорию. Войдя в электрическое поле, каждая α-частица движется по параболической траектории, а выйдя из поля — по прямой линии, касательной к параболической кривой в точке выхода α-частицы из поля. Расстояние между пластинами (0,21 *мм*) настолько мало по сравнению с длиной AB (3,77 *см*), что без существенной ошибки можно предположить, что электрическое поле всюду нормально к траектории лучей. Предположим, что приложено электрическое поле такого знака, что α-частицы отклоняются в направлении пластины AB. Некоторые α-частицы, попавшие еще до приложения поля на фотопластинку, теперь задерживаются пластиной AB, а другие α-частицы, ранее поглощавшиеся пластиной CD, теперь могут проходить.

Предположим, что α-частица при прохождении через электрическое поле отклоняется на расстояние S, обозначенное FB. Все α-частицы, которые до приложения поля проходили через точку F, теперь появляются как раз в точке B, касаясь ее под малым углом. Те α-частицы, которые формируют внешний край фотографического изображения в точке f, должны, очевидно, в начальный момент испускаться в направлении CF, а после пролета через пластины двигаться вдоль линии Bf.

Поскольку перпендикулярное ускорение α-частиц при прохождении через электрическое поле равно Ve/dm, а время, затрачиваемое на прохождение между заряженными пластинами, равно l_1/u, то расстояние

$$FB = S = \frac{Ve}{2dm}\frac{l_1^2}{u^2},$$

или

$$S = \lambda l_1^2,$$

где

$$\lambda = \frac{e}{2m} \frac{V}{du^2}.$$

В момент выхода из электрического поля тангенс угла θ, т. е. угла между направлением движения и первоначальным направлением испускания CF, определяется выражением $\operatorname{tg}\theta = 2\lambda l_1$.

Если угол $DCF = \theta_1$, то лучи, покидающие область поля, составляют угол $\theta + \theta_1$ с направлением пластин Bb. Расстояние $bf = l_3 \operatorname{tg}(\theta + \theta_1)$. Так как углы θ и θ_1 малы, то

$$bf = l_3(\theta + \theta_1) = l_3\left(2\lambda l_1 + \frac{d - S}{l_2}\right).$$

Точно так же, когда изменен знак электрического поля, соответствующее расстояние

$$af' = l_3\left(2\lambda l_1 - \frac{d - S}{l_1}\right).$$

В этом случае α-частица, претерпевшая наибольшее отклонение, входит в электрическое поле, касаясь точки A. Следовательно, расстояние D между крайними точками ff' фотографического изображения равно

$$D = bf + ab + af' = 4\lambda l_1 l_3 + l_3(d - S)\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right) + d.$$

Подставляя значение $S = \lambda l_1^2$, получаем

$$D = \lambda l_1 l_3\left(3 - \frac{l_1}{l_2}\right) + \left(\frac{l_3}{l_2} + \frac{l_3}{l_1} + 1\right)d.$$

Нетрудно вывести, что естественная ширина фотографической линии без электрического поля находится по формуле

$$\left(\frac{l_3}{l_2} + \frac{l_3}{l_1} + 1\right)d.$$

Следовательно, *увеличение* D_1 ширины линии, обусловленное изменением знака электрического поля, равно

$$D_1 = \lambda l_1 l_3\left(3 - \frac{l_1}{l_2}\right).$$

Подставляя величину λ, получаем

$$\frac{mu^2}{e} = \frac{V l_1 l_3}{2dD_1}\left(3 - \frac{l_1}{l_2}\right). \qquad (1)$$

Это позволяет получить формулу для определения величины mu^2/e в случае 1.

Случай 2 (рис. 3, *б*). В этом случае предполагается, что электрическое поле достаточно сильно, чтобы отклонить α-частицы, проходящие между заряженными пластинами, на расстояние, большее d.

Предположим, что электрическое поле отклоняет α-частицу в направлении пластины AB. Элементарное рассмотрение показывает, что α-частица, которая формирует внешнюю кромку фотографического изображения в точке f, должна касаться под малым углом пластины CD. Пусть LKF — направление вылета такой частицы, которая пересекает пластину CD в точке K. Траектория α-частицы под действием электрического поля, показанная штриховой линией, касается пластины CD в точке H и выходит в точке B под малым углом.

Пусть $DH = y$. Тогда при прежних условиях $d = \lambda y^2$.

Угол θ, который составляет касательная к параболе в точке B с направлением пластины AB, равен

$$\operatorname{tg} \theta = 2\lambda y.$$

Расстояние $bf = l_3 \operatorname{tg} \theta = 2\lambda y l_3$.

Следовательно, полное расстояние D между крайними точками фотографического изображения на пластинке P при изменении знака поля дается выражением

$$D = 4\lambda y l_3 + d.$$

Тогда

$$(D - d)^2 = 16\lambda d l_3^2.$$

Подставляя величину λ, как и раньше, получаем

$$\frac{mu^2}{e} = \frac{8Vl_3^2}{(D-d)^2}. \tag{2}$$

Интересно отметить, что эта формула для определения mu^2/e не включает ни l_1, ни l_2, а входящее в нее расстояние d вносит малый вклад. Например, в одном эксперименте, где $l_3 = 10$ *см*, величина d была равна лишь $^1/_{15}\, D$. Это большое преимущество, поскольку расстояние d трудно определять точно.

Хотя расстояние l_1 не входит в окончательную формулу, необходимо помнить, что формула (2) применима лишь в том случае, когда α-частица при прохождении между пластинами отклоняется на расстояние, большее d. Если l_1 меньше d, величина V должна быть соответственно увеличена, прежде чем можно будет применять эту формулу.

Как уже отмечалось, ширины двух следов отклонений частиц при изменении знака поля уменьшались при увеличении напряженности электрического поля. Причина этого может быть ясно видна из теоретических рассуждений. Например, видно, что внутренний край отклоненного пучка (рис. 3, *б*) образован α-частицами, траектория которых касается под ма-

лым углом пластины AB в точке A, а также пластины CD. Эти условия определяют направление α-частицы при входе в электрическое поле в точке A. Все α-частицы, проходящие через точку A под бо́льшим углом к пластине AB, нежели указанные выше α-частицы, задерживаются пластиной CD. Поскольку ширина линии не существенна для экспериментов, то, видимо, нет необходимости приводить здесь зависимость ширины отклоненного пучка от напряженности электрического поля. Расчеты хотя и несколько длинны, но не представляют трудности.

Теперь необходимо рассмотреть вопрос о том, как по полученным фотографиям можно определить, какая из формул применима. Формула (1) справедлива, если только величина отклонения α-частиц не больше d. Предположим, что α-частица при прохождении между заряженными пластинами отклоняется на расстояние d. Внешний край фотографического изображения, например, на правой пластинке P (рис. 3) обусловлен α-частицами, вылетевшими из точки C параллельно пластине CD. При тех же предположениях, что и ранее,

$$d = \lambda l_1^2.$$

Следуя тому же методу расчета, как и в случае формулы (2), можно получить значение величины D:

$$D = 4\lambda l_1 l_3 + d.$$

Подставляя величину $\lambda = d/l_1^2$, получаем

$$D = d\left(\frac{4l_3}{l_1} + 1\right).$$

В большинстве экспериментов, которые будут описаны в дальнейшем, $l_3 = 3{,}94$ *см*, $l_1 = 3{,}77$ *см*, $d = 0{,}21$ *мм*. Следовательно, $D = 1{,}09$ *мм*.

Из приведенных ниже данных будет видно, что формула (2) применима для всех напряжений, больших примерно 300, тогда как формула (1) — для всех значений, меньших этой величины.

Результаты экспериментов

Прежде всего было определено электростатическое отклонение α-лучей, испущенных радием C, при различных напряжениях между пластинами. Лучи, испускаемые активной проволочкой, проходили через слюдяную пластинку в основании сосуда с тормозной способностью, эквивалентной 3,5 *см* воздуха. Максимальное расстояние D между внешними краями фотографического изображения, полученного на пластинке при изменении знака электрического поля, было измерено проекционным методом, описанным в предыдущей статье [6].

В большинстве экспериментов расстояние между фотопластинкой и параллельными пластинами l_3 было равно 3,94 *см*. В одном эксперименте это расстояние достигало 10,00 *см*; $l_1 = 3{,}77$ *см*, $l_2 = 4{,}165$ *см*, $d = 0{,}210$ *мм*.

Величины mu^2/e, измеренные для различных напряжений и расстояний до фотопластинки, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Напряжение между пластинами, *в*	l_3, *см*	D, *мм*	$mu^2/e, \times 10^{14}$
171	3,94	0,857	5,1
255	3,94	0,995	4,9
340	3,94	1,136	4,93
497	3,94	1,346	4,79
508,6	10,00	3,10	4,87

Каждая из приведенных величин D есть среднее из большого числа отдельных измерений, которые хорошо согласуются между собой. Величины mu^2/e для напряжений 171 и 255 *в* были рассчитаны по формуле (1), причем естественная ширина следов на фотопластинках достигала 0,61 *мм*, а для бóльших напряжений величины рассчитывались по формуле (2). Некоторые из фотографий, по которым производились измерения, показаны на рис. 2 (увеличение около 1,4).

Две хорошие фотографии были получены при разности потенциалов 340 *в*. В каждом случае для получения хорошего фотографического изображения применялись последовательно две активные проволочки. Вследствие дальности расстояния при 10 *см* фотографическое изображение получалось не таким отчетливым.

Приписывая измерению величины mu^2/e при напряжении 497 *в* вес 1, а измерениям при напряжениях 340 и 508,6 *в* вес 2, получим следующее среднее значение:

$$\frac{mu^2}{e} = \underline{4{,}87\cdot 10^{14}} \text{ эл.-магн. ед.} \qquad (3)$$

Измерение магнитного отклонения показало, что максимальная величина mu/e для α-лучей, испускаемых радием С, равна $4{,}06 \cdot 10^5$. Слюдяной экран уменьшал скорость лучей до 0,763 от начальной величины, так что величина mu/e для лучей, прошедших через электрическое поле, равна

$$\frac{mu}{e} = 3{,}10\cdot 10^5. \qquad (4)$$

Комбинируя выражения (3) и (4), получим

$$u = 1{,}57 \cdot 10^9 \text{ см/сек}, \quad e/m = 5{,}07 \cdot 10^3 \text{ эл.-магн. ед.}$$

Я думаю, что величины u и e/m, несомненно, правильны с точностью до 2%.

Начальная скорость α-частиц, испускаемых радием C, равна, следовательно, 2,06·10⁹ *см/сек*.

Изменяется ли величина e/m для α-частиц при прохождении их через вещество?

Чтобы ответить на этот вопрос, определялось значение e/m для α-частицы в следующих условиях:

1) Активная проволока была помещена над слюдяным экраном, а не под ним, так что электростатическое отклонение было измерено для α-частиц, вылетающих из неэкранированной проволоки.

2) α-частицы проходили через слюдяной экран с тормозной способностью, эквивалентной 3,5 *см* воздуха. Величина e/m при этих условиях была измерена и результаты описаны в предыдущем разделе.

3) α-частицы проходили через экран из слюды и алюминия, имевший толщину, эквивалентную примерно 6,5 *см* воздуха.

Отдельно определялись магнитное и электрическое отклонения. Первое давало величину mu/e, а второе mu^2/e. Результаты измерений приведены в табл. 2 (D имеет тот же смысл, что и раньше). Величина l_3 во всех случаях была равна 3,94 *см*.

Таблица 2

Толщина экрана (в ед. толщины воздуха), *см*	Напряжение, *в*	D, *мм*	mu/e, $\times 10^5$	mu^2/e, $\times 10^{14}$	e/m, $\times 10^3$
0	340	0,83	4,06	9,4	5,7
3,5	—	—	3,10	4,87	5,07
6,5	340	1,62	2,11	2,11	4,8

Отклонение лучей, вылетевших непосредственно из проволоки, было мало, но могло быть измерено довольно надежно. Я думаю, что величина e/m, полученная в этом случае ($5{,}7 \cdot 10^3$), несомненно, завышена. При извлечении активной проволочки после окончания эксперимента было замечено, что она была несколько смещена в сторону относительно щели между параллельными пластинами. Это могло привести к тому, что измеренная ширина фотографии следа становилась слишком малой и давала, следовательно, большее значение величины e/m, чем рассчитывается по формуле (1), которая основана на предположении, что активный источник полностью закрывает щель между параллельными пластинами.

Изображение на фотопластинке, обусловленное α-частицами, которые прошли через поглощающий экран с эквивалентной толщиной 6,5 *см* воздуха, было слабым, но четким и позволило проводить достаточно точные измерения. Принимая во внимание ошибки в определении отношения e/m для α-частиц, вылетевших из неэкранированной проволоки, я думаю, что совпадение величин e/m, измеренных при разных условиях, достаточно хорошее и служит определенным доказательством постоянства отношения e/m для α-частиц при их прохождении через вещество.

Величина e/m для α-частиц, испускаемых радием A

В предыдущей статье [6] я привел результаты измерений фотографическим методом отношения mu/e для α-частиц, испускаемых радием A. Для неэкранированной проволоки величина $mu/e = 3{,}67 \cdot 10^5$, а для проволоки, покрытой слюдяной пластинкой такой же толщины, как и над щелью в основании электростатического прибора, я определил $mu/e = 2{,}19 \cdot 10^5$.

В этой статье я указал, насколько трудно точно измерить величину магнитного отклонения α-частиц, испускаемых таким быстро превращающимся продуктом, как радий A, который трансформируется наполовину за 3 *мин*. Получить достаточно четкое фотографическое изображение для измерения электрического отклонения лучей было еще труднее. Оказалось, что для получения измеримого потемнения на фотопластинке необходимо размещать в основание прибора последовательно 20 активных проволочек. Каждая проволочка выдерживалась в течение 2 *мин* в сосуде, содержащем большое количество эманации радия, причем проволочка служила отрицательным электродом. При столь короткой выдержке начальное излучение проволочки происходило в основном за счет радия A. Проволочка быстро извлекалась из сосуда с эманацией, помещалась в рабочее положение и находилась в нем 6 *мин*. За это время активность радия A спадала до $^1/_4$ первоначальной величины. Перед тем как попасть в электрическое поле, α-лучи проходили через стандартную пластинку из слюды. Электрическое отклонение α-лучей, испускаемых радием A, существенно больше отклонения более быстрых α-частиц, испускаемых радием C; так что нет опасности перепутать эти два вида лучей, хотя фотографическое изображение, обусловленное лучами, испускаемыми радием C, присутствующим в активной проволоке, сравнимо с фотографическим изображением, обусловленным лучами, испускаемыми радием A.

Напряжение в эксперименте равно 255 *в*, $l_3 = 3{,}94$ *см*, $D = 1{,}30$ *мм*. Это дает

$$\frac{mu^2}{e} = 2{,}67 \cdot 10^{14}.$$

Величина mu/e для испускаемых радием A α-лучей, прошедших через стандартную слюдяную пластинку, равна $2{,}19 \cdot 10^5$. Это дало $u = 1{,}22 \cdot 10^9$ *см/сек*, $e/m = 5{,}6 \cdot 10^3$ *эл.-магн. ед.*

Экспериментально было найдено, что для очень слабых следов на фотопластинке величина D (расстояние между крайними точками следов) всегда недооценивалась. Это приводило к слишком большому значению величины e/m. Принимая этот момент во внимание, получим, что величины e/m для α-частиц, испускаемых радием А и радием С, совпадают с точностью до ошибок эксперимента. Это говорит о том, что α-частицы, испускаемые радием А и радием С, имеют одинаковые массы и отличаются лишь начальными скоростями.

Масса α-частицы, испускаемой радием F

В качестве источника лучей использовался висмутовый стержень, покрытый радиотеллуром. Сейчас точно установлено, что радиоактивность радиотеллура, так же как и полония, обусловлена одним и тем же продуктом радия — радием F. Активное вещество осаждается в виде тонкой пленки на висмутовом стержне, причем все α-частицы, вылетающие с поверхности, имеют практически одинаковые скорости. Часть стержня была помещена в рабочее положение внутри электростатического аппарата и в течение 4 дней фотопластинка подвергалась воздействию α-лучей, испускаемых неэкранированным стержнем. Величина $l_3 = 10{,}00$ *см*, напряжение 443 *в*, измеренное значение $D = 2{,}72$ *мм*.

Это дает $mu^2/e = 5{,}63 \cdot 10^{14}$ для α-лучей, испускаемых неэкранированным источником. Величина $mu/e = 3{,}2 \cdot 10^5$ была определена мной в предыдущей статье на основании измерений пробега в воздухе α-частиц, испускаемых радием F. Экспериментальная величина, найденная Маккензи [4] прямым измерением, была равна $3{,}3 \cdot 10^5$. Взяв среднюю величину $mu/e = 3{,}25 \cdot 10^5$, находим $e/m = 5{,}3 \cdot 10^3$, а $u = 1{,}73 \cdot 10^9$ *см/сек*.

Полученные фотографии были очень слабыми по интенсивности, и по упомянутым причинам нет никакого сомнения, что величина e/m завышена. Следовательно, можно заключить, что α-частицы, испускаемые радием F, имеют ту же массу, что и частицы, испускаемые радием С. Используя более активный стержень или более длительную экспозицию, можно получить величину e/m с гораздо большей точностью, однако не может быть никаких сомнений в том, что она будет такой же, как для α-частиц, испускаемых радием С.

Масса α-частиц, испускаемых актинием

Чтобы получить моноэнергетичный источник α-лучей, использовался активный осадок актиния. Активный осадок концентрировался на маленькой медной пластинке, служившей отрицательным электродом, в небольшом сосуде, содержащем эманирующую актиниевую смесь. Активный осадок состоит из двух продуктов — актиния А и актиния В, первый из которых не испускает лучи. Переданная пластинке активность через 10 *мин* после извлечения из эманации спадает экспоненциально с периодом 36 *мин*.

Испускаемые лучи все одного сорта и имеют пробег в воздухе по данным измерений Гана, проведенным в нашей лаборатории, 5,5 *см*.

Использованный препарат актиния [1] был не очень активным, а активность, переданная пластинке, была слишком слабой, чтобы произвести заметный фотоэффект на требуемом расстоянии. Опыт, приобретенный в предыдущих экспериментах со слабыми радиоактивными источниками, показывает, что необходимо не менее 20 активных проволочек, помещенных последовательно в рабочее положение, чтобы получить измеримый фотоэффект в аппарате для магнитного отклонения. Это число следует увеличить в три или четыре раза в электростатическом эксперименте. Чтобы избежать необходимости такой процедуры, аппарат был сконструирован так, чтобы медная пластинка могла поддерживаться активной в требуемом положении в течение любого промежутка времени. Актиниевая смесь, завернутая в тонкую бумагу, была помещена вокруг маленького латунного сосуда, который прикреплялся к основанию аппарата магнитного или электрического отклонения. Небольшая изолированная медная пластинка с плоскостью, слегка наклоненной к вертикали, помещалась под узкой щелью, покрытой слюдой, в основании аппарата, заряд пластинки поддерживался отрицательным. Активность на пластинке достигала максимума через 3 *час*, а затем оставалась постоянной.

Излучение, проходившее через щель в прибор для наблюдения магнитного отклонения, в основном было обусловлено α-лучами, испускаемыми актинием B. Фотоэффект, обусловленный излучением эманации, соприкасающейся с активной пластинкой, был слишком слаб, и его невозможно было заметить. Магнитное отклонение пучка α-лучей определялось при тех же условиях, что и в экспериментах с использованием в качестве источника лучей радия C. Фотопластинка выдерживалась в течение 10 *час* в постоянном магнитном поле, которое периодически изменялось по направлению. На пластинке были получены две хорошо различимые линии. Затем величину магнитного отклонения непосредственно сравнивали с величиной отклонения лучей, испускаемых радием C при аналогичных условиях. Для этой цели медная пластинка изымалась и приобретала активность при экспозиции ее в эманации радия. Потом ее ставили на место и снималась другая фотография. Слюдяная пластинка, закрывающая щель в основании прибора для измерения магнитного отклонения, имела такую же толщину, что и пластинка в электростатическом аппарате. Следующие числа иллюстрируют полученные результаты.

Расстояние между центрами линий, обусловленных отклонением лучей, испускаемых актинием B, равно 1,85 *мм*; расстояние между центрами линий, обусловленных отклонением лучей, испускаемых радием C, равно 1,53 *мм*.

---

[1] Я признателен Г. Либеру из Нью-Йорка, любезно предоставившему в мое распоряжение образец актиния, с которым и были проведены эти эксперименты.

Ранее мы показали, что величина mu/e для α-частиц, испускаемых радием С, после прохождения через стандартный слюдяной экран с тормозной способностью, эквивалентной 3,5 *см* воздуха, равна $3{,}10 \cdot 10^5$. Следовательно, величина mu/e для α-частиц, испускаемых актинием В, определяется выражением

$$\frac{mu}{e} = \frac{1{,}53}{1{,}85} \cdot 3{,}10 \cdot 10^5 = 2{,}56 \cdot 10^5.$$

Интересно отметить, что относительное магнитное отклонение, измеренное для лучей актиния В и радия С, согласуется с магнитным отклонением, которое следует ожидать из их известных величин пробегов в воздухе, если полагать, что величина e/m для α-частиц в обоих случаях одинакова.

В предыдущей статье я показал, что скорость V α-частицы с пробегом в воздухе r *см* определяется выражением

$$\frac{V}{V_0} = 0{,}348 \sqrt{r + 1{,}25},$$

где V_0 — максимальная скорость лучей, испускаемых радием С, которые имеют пробег 7,06 *см*. Далее, после прохождения через слюдяной экран пробег лучей, испускаемых актинием В, составляет $5{,}5 - 3{,}5 = 2{,}0$ *см*, а пробег лучей, испускаемых радием С, составляет $7{,}06 - 3{,}5 = 3{,}56$ *см*. Следовательно,

$$\frac{X}{Y} = \sqrt{\frac{3{,}56 + 1{,}25}{2{,}0 + 1{,}25}} = 1{,}22,$$

где X — скорость лучей, испускаемых радием С после прохождения через слюдяной экран; Y — скорость лучей, испускаемых актинием В после прохождения через слюдяной экран.

Экспериментальное отношение равно 1,21. Из согласия между экспериментальной и теоретической величинами можно было бы с уверенностью заключить, что масса α-частиц, испускаемых актинием, такая же, как тех, которые испускаются радием С. Тем не менее это было проверено экспериментально измерением электрического отклонения α-лучей, испускаемых актинием В.

Для определения электрического отклонения α-лучей был использован такой же прибор, как в экспериментах с радием. Медная пластинка, служившая источником α-лучей, поддерживалась активной при помощи устройства, подобного тому, которое использовалось в опытах по магнитному отклонению. Фотопластинка экспонировалась в течение 6 дней. Вследствие неполадок в контактах, в течение первых 3 дней электрическое поле между пластинками не было приложено. Следовательно, на фотопластинке был виден след от неотклоненных лучей и след от отклоненных лучей по одну сторону от первого следа. Расстояние между центрами неотклоненного следа и внешним краем отклоненного следа дает вели-

чину $D/2$. Величина l_3 была 10,00 *см*, напряжение 340 *в*, $D=3{,}174$ *см*. Следовательно, для лучей, прошедших через стандартный слюдяной экран, величина mu^2/e равна $3{,}10 \cdot 10^{14}$.

Ранее мы видели, что $mu/e = 2{,}56 \cdot 10^5$, поэтому $e/m = 4{,}7 \cdot 10^3$ и $u = 1{,}21 \cdot 10^9$ *см/сек*.

Можно, таким образом, сделать вывод, что α-частица, испущенная актинием, имеет ту же массу, что и α-частица, испущенная радием.

Связь между α-частицей и атомом гелия

Мы видели, что с точностью до ошибок эксперимента масса α-частицы, испускаемой радием A, радием C, радием F или актинием B, одинакова. В следующей статье, которая будет написана совместно с Ганом, мы покажем, что масса α-частицы, испускаемой торием C, также идентична массе α-частицы, испускаемой продуктами радия. Из предыдущей статьи известно, что величина магнитного отклонения α-частицы, испускаемой собственно радием, находится в согласии с величиной этого отклонения, выведенной из пробега в воздухе, — результат, который следовало ожидать лишь в том случае, если бы α-частица, испускаемая радием, имела ту же массу, что и частица, испускаемая радием C.

Остается, таким образом, лишь один α-активный продукт радия — эманация, излучение которой не было подробно исследовано. Однако нет основания предполагать, что α-частица, испускаемая эманацией, отличается по массе от α-частиц, испускаемых другими продуктами радия. Исследование сложного пучка лучей, испущенных слоем радия в радиоактивном равновесии, не выявило присутствия α-лучей, претерпевающих ненормальное отклонение. Я полагаю, что не приходится сомневаться в том, что α-частицы, испускаемые различными продуктами радия, имеют одинаковую массу, но отличаются по начальной скорости испускания. Хотя масса α-частиц была определена лишь для единственного продукта тория и актиния, по аналогии с радием следует ожидать, что α-частицы имеют одинаковые массы для всех продуктов этих веществ.

Можно, таким образом, с полным основанием заключить, что α-частицы, испускаемые различными радиоактивными элементами, во всех случаях одинаковы по массе. Это важный вывод, ибо он показывает, что уран, торий, радий и актиний, которые химически ведут себя как различные элементы, имеют общий продукт превращений. Итак, α-частица — это одна из фундаментальных частиц вещества, из которых построены атомы этих элементов. Если вспомнить, что в процессе их превращений радий и торий каждый испускает по пять α-частиц, актиний — четыре, а уран — одну и что радий, по всей вероятности, есть продукт превращения урана, то видно, что α-частица — это важная фундаментальная составляющая атомов радиоактивных веществ. Я часто подчеркивал, насколько важную роль играют α-частицы в радиоактивных превращениях. По сравнению с ними β- и γ-лучи имеют второстепенное значение.

Теперь необходимо разобраться, какие выводы можно получить из измеренных для α-частиц величин e/m. Известно, что величина e/m для иона водорода при электролизе воды очень близка к 10^4. Предполагается, что ион водорода это не что иное, как атом водорода с положительным зарядом, так что величина e/m для атома водорода равна 10^4. Измеренная величина e/m для α-частицы равна $5{,}1 \cdot 10^3$, или, округляя, половине найденной величины для атома водорода. Оказалось, что плотность гелия в 1,98 раза больше плотности водорода, а измерения скорости звука в гелии позволили заключить, что гелий — одноатомный газ. Из этого можно сделать вывод, что атомный вес гелия равен 3,96. Если атом гелия имеет тот же заряд, что и ион водорода, то величина e/m для атома гелия будет, следовательно, около $2{,}5 \cdot 10^3$. Если мы допустим, что α-частица имеет такой же заряд, как ион водорода, то масса α-частицы должна быть вдвое больше массы атома водорода. К сожалению, мы натолкнулись на несколько разных возможностей, между которыми трудно сделать выбор.

Величину e/m для α-частицы можно объяснить, предположив, что α-частица — это, во-первых, *молекула* водорода, имеющая ионный заряд водорода; во-вторых, это атом гелия с *двойным* зарядом иона водорода; в-третьих, это *половина* атома гелия с одним ионным зарядом.

Гипотеза, согласно которой α-частица — это молекула водорода, по многим причинам кажется маловероятной. Если водород представляет собой составную часть радиоактивного вещества, то следует ожидать, что он будет испускаться не в молекулярном, а в атомарном состоянии. Кроме того, кажется невероятным, чтобы водород избег распада молекулы на составляющие атомы при прохождении через вещество, даже если он первоначально испускался в молекулярном виде, ибо удар α-частицы, испускаемой с огромной скоростью, при столкновении с молекулой вещества должен быть очень сильным и повлечь за собой разрушение связей, удерживающих атомы водорода вместе. Если α-частица — водород, то можно надеяться обнаружить большое количество водорода в старых радиоактивных минералах, которые соответствующим образом упакованы и препятствуют утечке водорода. А этого на самом деле, по-видимому, нет; наоборот, сравнительно большие количества присутствующего гелия укрепляют ту точку зрения, что α-частица — это атом гелия. Сильным аргументом в поддержку точки зрения о связи между гелием и α-частицей служит следующий опытный факт [7]: гелий образуется как радием, так и актинием. Единственная общая черта этих веществ — испускание ими α-частицы одинаковой массы. Образование гелия из обоих веществ становится очевидным, если гелий получается из накопленных α-частиц, но трудно объяснимо при любой другой гипотезе. Таким образом, мы вынуждены прийти к той точке зрения, что либо α-частица — это атом гелия с двойным ионным зарядом, либо это половина атома гелия с одним ионным зарядом.

Последнее предположение заключает в себе концепцию, что гелий, представляющий собой при обычных химических и физических условиях одновалентный атом, может существовать в более элементарном виде как

составная часть атома радиоактивного вещества и что после испускания части атома теряют свои заряды и рекомбинируют с образованием атома гелия. Хотя такую точку зрения нельзя отбрасывать как заведомо неправдоподобную, пока еще нет прямых доказательств ее справедливости. С другой стороны, вторая гипотеза имеет преимущество большей простоты и правдоподобности.

С этой точки зрения α-частица действительно есть атом гелия, который либо испускается с двойным ионным зарядом, либо приобретает этот заряд при прохождении через вещество. Даже если бы α-частица первоначально испускалась без заряда, она приобретала бы его после первых нескольких соударений с молекулами вещества, оказавшимися на ее пути. Мы знаем, что α-частица обладает большой ионизующей способностью, поэтому логично предположить, что она сама бы ионизовалась при столкновениях с молекулами вещества, оказавшимися на ее пути, т. е. теряла бы один или более электронов и приобретала бы положительный заряд. Если бы α-частица могла оставаться стабильной при потере двух электронов, эти электроны, несомненно, всегда отделялись бы в результате интенсивного возмущения, происходящего при соударениях α-частицы с молекулами вещества. Тогда α-частица имела бы удвоенный ионный заряд, а величина e/m, найденная из экспериментов, полностью соответствовала бы точке зрения, что α-частица — это атом гелия.

В предыдущей статье [6] я показал, проведя измерения заряда, переносимого α-лучами, что 1 *г* радия при его минимальной активности в 1 *сек* испускает $6{,}2 \cdot 10^{10}$ α-частиц. Такой вывод основывался на предположении, что каждая α-частица обладает положительным зарядом, равным заряду иона водорода, т. е. $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.* Если предположить, что α-частица обладает двойным ионным зарядом, то приведенное ранее число сокращается вдвое, т. е. до $3{,}1 \cdot 10^{10}$. Это давало бы расчетный период для радия 2600 лет вместо 1300 лет [8, стр. 457]. Аналогично расчетный объем эманации, высвобождаемой из 1 *г* радия, достигал бы 0,4 *мм*^{3}, а не 0,8 *мм*^{3}, а расчетный объем гелия, образованный в год 1 *г* радия, был бы 0,11 *см*^{3} [8, стр. 481].

При предположении, что α-частица — это атом гелия, атомный вес каждого продукта уменьшается на четыре единицы вследствие испускания одной α-частицы. При предположении, что α-частица — это половина атома гелия с одним ионным зарядом, атомный вес уменьшается на две единицы вместо четырех. Если принять вторую гипотезу, то число частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек* при его минимальной активности, равно $6{,}2 \cdot 10^{10}$. Расчетный объем эманации равен 0,8 *мм*^{3}, тогда как количество образующегося в год гелия равно 0,11 *см*^{3}/*г*. Обе гипотезы, таким образом, приводят к одинаковой скорости образования гелия из радия.

Возраст радиоактивных минералов

Ранее я указал, что возраст радиоактивных минералов может быть рассчитан по количеству содержащегося в них гелия. Метод был основан на предположении, что в компактных минералах гелий механически связан в минерале и не может выйти из него. Давайте рассмотрим, например, минерал фергусонит, который, как было найдено Рамзаем и Траверсом, содержит 1,81 $см^3$ гелия на 1 *г* минерала и около 7% урана. Количество гелия на 1 *г* урана равно, следовательно, 26 $см^3$. Итак, мы видели, что 1 *г* радия в год образует 0,11 $см^3$ гелия. Содержание радия в 1 *г* урана равно $3,8 \cdot 10^{-7}$ *г* [9]. Если предположить, что уран испускает лишь одну α-частицу, соответствующую пяти частицам, испускаемым радием в радиоактивном равновесии в присутствии продукта радия F, то количество образующегося в год на 1 *г* урана гелия равно $^6/_4 \cdot 0,11 \cdot 3,8 \cdot 10^{-7}$, или $6,3 \cdot 10^{-8}$ $см^3$ в год. Принимая в первом приближении, что скорость образования гелия была постоянной со времени образования минерала, получим, что на образование 26 $см^3$ гелия потребовалось примерно 400 млн. лет. Это минимальная оценка, так как некоторое количество гелия, вероятно, вышло из минерала.

В качестве другого примера рассмотрим минерал торианит, который состоит примерно на 72% из тория и содержит 10% урана. Рамзай нашел, что выделение гелия из 1 *г* минерала равно 9,5 $см^3$. Брэгг [10] показал, что торий распадается со скоростью, равной 0,26 от скорости урана. Этот вывод основывался на измерениях обычного коммерческого тория. Болтвуд [11], однако, обратил внимание на тот факт, что обычный коммерческий торий в большинстве случаев имеет лишь около половины активности тория, приготовленного непосредственно из радиоактивного минерала. Это удваивало бы скорость распада тория, измеренную Брэггом. Вспоминая, что атом тория при своем превращении испускает пять α-частиц, и полагая, что он распадается со скоростью, равной половине скорости распада урана, можно видеть, что 72% тория в минерале соответствуют по количеству образуемого гелия примерно $^5/_6 \cdot {}^{72}/_2 = 30\%$ урана. Количество гелия, соответствующее 1 *г* урана или его эквивалента в минерале, равно, следовательно, 24 $см^3$. Рассуждая как и ранее, выводим, что возраст минерала достигает примерно 400 млн. лет.

Можно привести множество других примеров, но они служат для иллюстрации метода расчета на основе радиоактивных данных возраста некоторых радиоактивных минералов, а в ряде случаев косвенно возраста геологических формаций, в которых они находятся.

Скорость и энергия α-частиц, испускаемых продуктами радия

Если величина e/m одинакова для α-частиц, испускаемых различными продуктами радия, максимальная скорость каждой группы α-частиц может быть выведена из их пробега в воздухе на основании известной скорости

α-частиц, испускаемых радием С. Определенные таким образом скорости, вероятно, более точны, нежели скорости, полученные прямыми измерениями в сложных условиях. В приведенной ниже табл. 3 во втором столбце указаны пробеги в воздухе α-частиц, испускаемых продуктами радия, по измерениям Брэгга и Климана; в четвертом столбце приведены величины mu^2/e, где u — начальная скорость испускания α-частиц.

Таблица 3

Продукт	Пробег α-частиц, *см*	Скорость, $\times 10^9$ *см/сек*	mu^2/e, $\times 10^{14}$
Радий	3,50	1,56	4,78
Эманация	4,36	1,70	5,65
Радий А	4,83	1,77	6,12
Радий С	7,06	2,06	8,37
Радий F *	3,86	1,61	5,15

* Пробег лучей для полония (радий F) был недавно измерен Левином [12].

За исключением радия F, средняя скорость α-частиц, испускаемых радием в радиоактивном равновесии, равна $3{,}11 \cdot 10^{14}$ e, где e — заряд α-частицы. Предполагая, что тепловой эффект радия есть мера кинетической энергии испускаемых α-частиц, можно сразу же вывести полное число α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в радиоактивном равновесии в 1 *сек*: 1 *г* радия в равновесии излучает 100 *кал* в час. Такая скорость излучения тепла эквивалентна $1{,}16 \cdot 10^6$ *эрг/сек*. Поскольку средняя энергия α-частиц равна $3{,}11 \cdot 10^{14}$ e, то число α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек* в равновесии, равно $3{,}65/10^9$ e. Число, ранее найденное автором из измерений полного заряда, переносимого α-частицами, равно $2{,}82/10^9$ e, т. е. 77% от теоретической величины. Совпадение между теорией и экспериментом, таким образом, довольно хорошее.

В приведенных выше оценках предполагается, что тепловой эффект всецело обусловлен кинетической энергией испускаемых α-частиц. Из экспериментов известно, что тепловой эффект β- и γ-лучей составляет малую часть от теплового эффекта α-лучей. Испускание α-частицы из атома должно приводить к отдаче оставшегося атома. Предполагая, что момент атома равен и противоположен моменту α-частицы, можно легко рассчитать скорость отдачи атома. Принимая массу α-частицы равной 4, а массу атома радия 225, получим, например, что скорость атома отдачи при распаде равна $^1/_{55} \cdot 1{,}56 \cdot 10^9$, или $2{,}8 \cdot 10^7$ *см/сек*. Тепловой эффект, обусловленный отдачей атома с такой скоростью, составляет, таким образом, лишь 2% от теплового эффекта α-частиц.

Полагая, что каждая α-частица имеет один ионный заряд, равный $1{,}13 \cdot 10^{-20}$ *эл.-магн. ед.*, можно определить, что для обеспечения полного теплового эффекта необходимо $3{,}2 \cdot 10^{11}$ α-частиц, которые должны испуститься 1 *г* радия в 1 *сек*. Экспериментальное число равно $2{,}5 \cdot 10^{11}$. Если предположить, что α-частица обладает удвоенным ионным зарядом, то каждое из этих чисел уменьшается вдвое.

Интересно рассчитать распределение теплового эффекта радия в равновесии среди различных α-активных продуктов. Теоретические процентные отношения к полному тепловому эффекту приведены в табл. 4. Величины были рассчитаны из известной энергии α-частиц, испускаемых каждым продуктом. Измеренные процентные отношения выводятся из экспериментальных чисел и кривых, приведенных Резерфордом и Барнсом [13].

Таблица 4

Вещество	Расчетный тепловой эффект	Измеренный тепловой эффект
Радий	19,2	23
Эманация	22,7 } 47,2	45
Радий A	24,5 }	
Радий C	33,6	32

Измеренные тепловые эффекты эманации и радия A даются вместе, так как очень трудно экспериментально определить их отдельно. Видно, что совпадение между экспериментальными и расчетными величинами очень хорошее.

Связь между скоростью и величиной ионизации, производимой α-частицей

Брэгг [14] показал, что ионизация, производимая одной α-частицей, возрастает с расстоянием от источника до точек вблизи конца пробега, где ионизация очень резко обрывается. Он показал, что ионизация, производимая α-частицей на расстоянии r *см* от конца траектории, обратно пропорциональна $\sqrt{r+c}$, где c — константа, равная 1,33. В предыдущей статье [6] я показал, что скорость α-частицы на расстоянии r *см* от конца траектории пропорциональна $\sqrt{r+d}$, где d — константа, равная 1,25. Близкое совпадение этих двух выражений показывает, что ионизация, производимая на единицу пути α-частицей, обратно пропорциональна ее скорости. Это сопадает с теоретической точкой зрения Брэгга, который предположил, что скорость потери энергии α-частицей на ионизацию в любой точке обратно пропорциональна кинетической энергии, которой она обладает.

Сравнение скоростей α-частиц, испускаемых различными продуктами радиоактивных элементов, и дискуссия о связи, существующей между скоростью испускания α-частицы и характером превращения, будут приведены в следующей статье.

Я хочу выразить мою признательность Гану и Левину, помогавшим мне при измерениях многочисленных фотографий, полученных в этих исследованиях.

Беркли, Калифорния, 20 июля 1906 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Phys. Rev., 1906, February.
2. *Rutherford E.* Phys. Z., 1902, IV, 235; Philos. Mag., 1903, February.
3. *Des Coudres.* Phys. Z., 1903, IV, 483.
4. *Mackenzie.* Philos. Mag., 1905, November.
5. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1905, July.
6. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, August.
7. *Debierne A.* Compt. Rend., 1905, **141**, 383.
8. *Rutherford E.* Radioactivity, 1905, 2 nd ed.
9. *Rutherford E., Boltwood B.* Amer. J. Sci., 1906, July.
10. *Bragg W.* Philos. Mag., 1906, June.
11. *Boltwood B.* Amer. J. Sci., 1906, June.
12. *Levin.* Amer. J. Sci., 1906, July.
13. *Rutherford E., Barnes.* J. Philos. Mag., 1904, February.
14. *Bragg W.* Philos. Mag., 1905, November.

1907

6

СКОРОСТЬ И ЭНЕРГИЯ α-ЧАСТИЦ, ИСПУСКАЕМЫХ РАДИОАКТИВНЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ *

В двух предыдущих статьях [1, 2] дано описание измерений скорости и массы α-частицы, испускаемой двумя продуктами радия — актинием и торием. Было показано, что в пределах ошибок эксперимента α-частицы, испускаемые каждым из исследуемых веществ, имеют одинаковые массы, но различаются по начальной скорости испускания.

В обычных экспериментальных условиях α-частицы положительно заряжены и ведут себя так, как если бы они были заряжены атомами вещества, испускаемыми радиоактивным веществом с очень большой скоростью. Было найдено, что величина e/m (отношение заряда α-частицы к ее массе) равна $5{,}07 \cdot 10^5$. В одной из упомянутых статей подробно обсуждалась вероятность того, что α-частица есть атом гелия.

Ионизационный пробег в воздухе α-частиц, испускаемых тонким слоем активного вещества, есть определенная и легко измеряемая величина, служащая характеристикой каждого индивидуального продукта. Пробеги в воздухе α-частиц, испускаемых продуктами радия, были точно измерены Брэггом и Климаном [3]. Левин [4] определил пробег частиц из полония (радий F), а Ган [5] детально исследовал пробег α-частиц, испускаемых различными продуктами тория и актиния.

Скорости α-частиц из моноэнергетичного источника лучей все уменьшаются на одну и ту же определенную величину при прохождении через вещество экрана. На основе результатов измерения скорости α-частиц, испускаемых радием C, после прохождения через вещество я показал [6], что скорость V α-частицы, имеющей пробег в воздухе r *см*, после прохождения через экран определяется выражением

$$\frac{V}{V_0} = 0{,}348 \sqrt{r + 1{,}25},$$

где V_0 — начальная скорость испускаемых радием C α-частиц, которые имеют пробег в воздухе 7,06 *см*. Это соотношение было подтверждено прямым измерением скоростей α-частиц, испускаемых различными α-активными продуктами с различными ионизационными пробегами. Была определена величинами V_0, и было показано, что она равна $2{,}06 \cdot 10^9$ *см/сек*.

* Philos. Mag., 1907, January, ser. 6, 13, 110—117.

Таблица 1

Вещество	Период превращения	Пробег α-частиц в воздухе, *см*	Скорость α-частиц, $\times 10^9$ *см/сек*	Кинетическая энергия α-частиц, $\times 10^{14}$ e
Уран	Около 10^9 лет	Около 3,5	Около 1,56	Около 2,41
Уран X	22 дня	(Только β-лучи)	—	—
?	—	—	—	—
Радий	1300 лет	3,50	1,56	2,41
Эманация	3,8 дн.	4,33	1,69	2,82
Радий A	3 *мин*	4,83	1,76	3,06
Радий B	26 *мин*	(Только β-лучи)	—	—
Радий C	19 *мин*	7,06	2,06	4,21
Радий D	40 лет	(Безлучевой)	—	—
Радий E	6 дн.	(Только β-лучи)	—	—
Радий F	140 дн.	3,86	1,62	2,59
Торий	Около $2 \cdot 10^6$ лет	(Безлучевой) (?)	—	—
Радиоторий	?	3,9	1,63	2,61
Торий X	3,6 дн.	5,7	1,89	3,52
Эманация	54 *сек.*	5,5	1,86	3,42
Торий A	11 *час.*	(Безлучевой)	—	—
Торий B	1 час	5,0	1,79	3,12
Торий C	Очень малый	8,6	2,25	5,00
Актиний	?	(Безлучевой)	—	—
Радиоактиний	19,5 дн	4.8	1,76	3,07
Актиний X	10,2 дн.	6,55	2,00	3,95
Эманация	3,9 *сек.*	5,8	1,90	3,57
Актиний A	36 *мин.*	(Безлучевой)	—	—
Актиний B	2 *мин.*	5,5	1,86	1,42

Следовательно, скорость V α-частицы, способной ионизовать воздух на расстоянии r *см*, определяется выражением

$$V = 0{,}717 \sqrt{r + 1{,}25} \cdot 10^9 \text{ см/сек.}$$

Это выражение основано на предположении, которое было неоднократно проверено, что α-частицы, испускаемые α-активными продуктами различных радиоактивных элементов, имеют одинаковые массы.

Таким образом, начальная скорость испускания α-частицы каждым α-активным продуктом,— это вполне определенная величина. Она, как

и период превращения, есть величина, по которой этот продукт можно отличить от всех других продуктов.

Скорости α-частиц, испускаемых различными продуктами, представлены в табл. 1. Там же для сравнения приведены периоды превращения продуктов и пробеги их α-частиц в воздухе. В четвертом столбце указаны кинетические энергии α-частиц в момент их испускания. Поскольку кинетическая энергия $^1/_2\, mu^2$ равна $^1/_2\, (mu^2/e) \cdot e$, а величина mu^2/e определяется непосредственно из известных величин u и e/m, то кинетическая энергия выражена в единицах e, т. е. заряда (в электромагнитных единицах), переносимого α-частицей. Результаты, представленные в такой форме, не содержат каких-либо предположений о действительной величине e.

Пробеги α-частиц, испускаемых всеми веществами, за исключением урана, определены электрическим методом, впервые примененным Брэггом и Климаном. Вследствие ничтожной активности урана эксперименты, выполненные тем же методом для измерения пробега испускаемых им α-частиц, пока были безуспешными. Брэгг, однако, определил тормозную способность α-частиц, испускаемых ураном, по торможению в алюминии; на основе этих измерений можно было вывести, что пробег α-частицы, испускаемой ураном, близок к 3,5 *см*. Интересно сравнить среднюю скорость и энергию α-частицы, испускаемой при последовательных превращениях радиоэлементов. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

Вещество	Средняя скорость α-частиц, $\times 10^9$ *см/сек*	Средняя энергия α-частиц, $\times 10^{14}$ *е эрг*	Полная энергия, выделяющаяся в результате последовательного распада *одного* материнского атома, $\times 10^{14}$ *е эрг*
Уран	1,56	2,41	2,41
Радий (включая радий F)	1,74	3,02	15,1
Радий (исключая радий F)	1,77	3,12	12,5
Уран (включая радий и все его продукты)	1,71	3,92	17,5
Торий	1,88	3,54	17,7
Актиний	1,88	3,51	14,0

В последнем столбце указана полная энергия движения α-частиц, освобожденных в результате последовательного распада единичного материнского атома. Поскольку для любого начального элемента, находящегося в равновесии с его последующими продуктами, число распадающихся в 1 *сек* атомов равно числу распадающихся атомов продуктов, средняя скорость

или средняя энергия α-частиц для каждого семейства продуктов дана в виде суммы скоростей или энергий, поделенных на число входящих в семейство продуктов.

Из приведенных таблиц мы видим следующее:

1) Начальные скорости испускания α-частиц продуктами радиоактивных элементов все лежат между $1{,}56 \cdot 10^9$ и $2{,}25 \cdot 10^9$ *см/сек*, т. е. максимальная скорость испускания лишь в 1,44 раза больше минимальной. Наибольшую скорость имеют α-частицы, испускаемые радием C, а наименьшую — α-частицы, испускаемые радием и ураном.

2) Средняя скорость и средняя энергия α-частиц из семейств тория и актиния почти одинаковы, но они больше соответствующих величин для семейства урана. Средняя скорость испускания α-частиц для семейства радия (исключая радий F) примерно на 6% меньше этой же величины для α-частиц, испускаемых торием и актинием.

3) Полная энергия, высвобождаемая в результате последовательных распадов атомов радия, меньше соответствующей величины для атомов тория, но больше этой же величины для актиния.

Несмотря на меньшее число α-активных продуктов в тории, полная энергия, выделяющаяся при распаде одного атома тория, практически равна энергии, выделяющейся при распаде одного атома урана, включая радий как его продукт.

Связь между скоростью испускания α-частицы из α-активного продукта и периодом превращения

При рассмотрении возможности существования какой-либо связи между скоростью испускания α-частицы и характером превращения, которое сопровождает это испускание, заслуживает внимания тот факт, что в большей части продуктов скорость испускания α-частицы для каждого радиоактивного семейства постепенно возрастает с уменьшением периода превращения. Поскольку период превращения продукта можно считать мерой нестабильности атомов, из которых он состоит, то он должен был бы показывать, что скорость испускания частицы есть функция стабильности атомов и для наиболее стабильных атомов она минимальна.

Хорошим примером служат такие продукты, как уран, радий, радий F и радиоторий, которые формируются медленнее, нежели другие α-активные продукты. Частицы, испускаемые ураном и радием, имеют минимальный пробег, примерно равный 3,5 *см*, тогда как частицы, испускаемые радием F, обладают следующим за этим минимальным пробегом, т. е. 3,86 *см*. Аналогичный результат получается в случае тория, где α-частицы, испускаемые продуктом с наиболее длинным периодом, обладают наименьшей скоростью. Период превращения радиотория еще не измерен, но очевидно, что он не менее одного года, а может быть, и много больше. Во всяком случае, он много больше периода превращения любого другого α-активного продукта тория.

Таблица 3

Вещество	Период превращения	Вещество	Период превращения	Вещество	Период превращения
Уран	Около 10^9 лет	Радиоторий	Более 1 года	Радиоактиний	19,5 дн.
Радий	1300 лет	Торий B	1 *час*	Актиний B	2 *мин*
Радий F	140 дн.	Эманация	54 *сек.*	Эманация	3,9 *сек*
Эманация	3,8 дн.	Торий X*	3,6 дн.	Актиний X*	10,2 дн.
Радий A	3 *мин*	Торий C	Очень короткий		
Радий C*	19 *мин*				

Взаимосвязь более ясно видна из приведенной табл. 3, в которой продукты каждого радиоактивного семейства расположены в порядке возрастания скорости испускаемых ими частиц.

Исключение из правила, что скорость испускания α-частицы постепенно возрастает с уменьшением периода превращения, представляют три продукта, помеченные звездочками, т. е. радий C, торий X и актиний X.

Предполагая, что упомянутое выше правило справедливо для всех продуктов, следует ожидать, что период превращения радия C будет менее 1 *мин*, тогда как период превращения тория X или актиния X не будет превышать нескольких секунд. Вполне вероятно, что в результате дальнейших исследований эти продукты будут вычеркнуты из списка исключений. Возможно, что происходят два последовательных превращения; например, в радии C одно безлучевое превращение с периодом 19 *мин*, а другое, сопровождаемое испусканием α-лучей, с очень коротким периодом. Такой же результат может быть справедлив и для тория X и актиния X. Эти возможные двойные превращения, когда одно превращение происходит очень быстро по сравнению с другим, чрезвычайно трудно обнаружить. Конечно, до сих пор не получено никаких доказательств, которые бы безусловно отвергали такую возможность.

Ясно, что в большинстве случаев период превращения очень быстро уменьшается при небольшом увеличении скорости испускаемых α-частиц. Мне не удалось найти какой-либо простой связи между скоростью испускания α-частицы и периодом превращения продукта. Ган уже обратил внимание на тот интересный факт, что соответствующие продукты тория и актиния занимают одинаковое относительное положение, если их расположить в порядке возрастания скорости испускаемых α-частиц (см. табл. 3).

Скорость излучения энергии

Мы видели, что энергия α-частиц, обусловленная последовательным распадом одного атома материнского элемента, равна $12{,}5 \cdot 10^{14}$ *е эрг* для радия (исключая радий F), $17{,}7 \cdot 10^{14}$ *е эрг* для тория и $14{,}0 \cdot 10^{14}$ *е эрг* для актиния. В предыдущей статье я показал, что тепловой эффект радия в значительной степени служит мерой кинетической энергии испускаемых α-частиц. Мы можем, следовательно, с уверенностью предположить, что торий, уран и актиний также излучают тепловую энергию в количестве, пропорциональном кинетической энергии испускаемых α-частиц. До тех пор, пока число атомов, которые распадаются в 1 *сек*, не определено точно для каждого из этих элементов, нельзя с достоверностью рассчитать реальную величину теплового излучения. Из измерений относительной активности тория и урана по отношению к радию можно, однако, вывести, что излучение тепла на 1 *г* радия примерно в 2 млн. раз больше соответствующей величины для урана и тория.

Поскольку излучение тепла радиоактивными веществами есть мера энергии испущенных α-частиц, радиоактивное вещество (как бы редко оно ни было распределено) будет излучать тепловую энергию пропорционально количеству присутствующего вещества. Следовательно, совершенно закономерно предположить, например, что тепловой эффект радия, распределенного в виде очень малых количеств в земной коре, пропорционален количеству присутствующего радия.

Общие рассуждения

Мы видели, что скорость испускания α-частиц различными радиоактивными веществами лежит внутри довольно узкого интервала, т. е. между $1{,}56 \cdot 10^9$ и $2{,}25 \cdot 10^9$ *см/сек*. В предыдущей статье я показал, что α-частица теряет свою энергию на ионизацию, на воздействие на фотопластинку и на фосфоресценцию до тех пор, пока ее скорость не спадет примерно до $0{,}4\,V_0$, где V_0 — начальная скорость α-частицы, испускаемой радием C. Было показано, что величина $V_0 = 2{,}06 \cdot 10^9$ *см/сек*, так что критическая скорость α-частицы равна примерно $0{,}82 \cdot 10^9$ *см/сек*. Следовательно, скорость испускания α-частиц обычно превышает критическую скорость в 2—3 раза. Вылетающую со скоростью меньше критической α-частицу было бы очень трудно обнаружить, и она производила бы очень слабую ионизацию, если вообще была бы способна ее производить. Если бы α-частицы испускались радиоактивным веществом со средней скоростью, равной половине их наблюдаемой скорости, было бы очень трудно заметить присутствие α-частиц.

Отсутствие каких-либо определенных знаний о причинах, приводящих к последовательному распаду атомов, не позволяет в настоящее время дать адекватного объяснения видам превращения, наблюдаемым в радиоактивном веществе. В то же время не может быть ни малейших сомнений в том,

что накопленные до сих пор данные о характере и периоде превращений, природе и скорости испускаемых частиц в конечном счете окажутся весьма важными для выяснения идеи о структуре атома.

Изучение явлений радиоактивности выявило важнейшую роль α-частицы как структурной единицы тяжелых атомов, и нет ничего невероятного в том, что α-частица может играть столь же большую роль в строении не только атомов урана, тория, радия и актиния, но и других атомов.

Мак-Гиллский университет, Монреаль, 1 ноября 1906 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, October.
2. *Rutherford E.*, *Hahn O.* Philos. Mag., 1906, October.
3. *Bragg W.*, *Kleeman.* Philos. Mag., 1905, September.
4. *Levin.* Amer. J. Sci., 1906, July.
5. *Hahn O.* Philos. Mag., 1906, July, September.
6. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, August.

7

НЕКОТОРЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РАДИОАКТИВНОСТИ *

Тема моего выступления сегодня естественным образом разделяется на две части: рассмотрение свойств самих радиоактивных веществ и распространенность радиоактивных веществ в поверхности Земли и в объеме нашей атмосферы.

Именно вторую часть моего выступления я хотел бы обсудить сегодня. Но сначала, по-видимому, целесообразно кратко упомянуть о некоторых наиболее важных свойствах самих радиоактивных веществ, чтобы вы могли судить о методах, применяемых для обнаружения и измерения мельчайших количеств радиоактивных веществ, находящихся в Земле и атмосфере.

Я не буду касаться ранней истории радиоактивности, которая несомненно хорошо известна большинству присутствующих. В результате многочисленных детальных исследований было выделено значительное число различных радиоактивных веществ. Среди них наиболее известны уран, торий, актиний, радий и полоний, а также многочисленные вещества, полученные в результате превращения перечисленных элементов.

Среди всех веществ, выделенных из минералов урана и тория, наиболее важное место занимает радий. Частично это обусловлено сравнительной легкостью, с которой радий может быть химически выделен и очищен, но главным образом это связано с громадной активностью, или излучательной способностью, радия, которая почти в 2 млн. раз интенсивнее активности урана.

Отличительная особенность радиоактивных веществ в целом заключается в их способности самопроизвольно и непрерывно испускать излучение особого вида, выделяя при этом тепло, а в некоторых случаях также световые лучи. Эти свойства в случаях таких радиоактивных веществ, как уран или торий, проявляются если не неограниченно долго, то по крайней мере в течение времени, измеряемого миллионами лет. Продолжительность активности радия короче, однако она тоже измеряется тысячами лет. Эта эмиссия самопроизвольна и совершенно не поддается химическому или физическому воздействию.

В качестве примера типичного радиоактивного элемента я рассмотрю радий, но следует иметь в виду, что большинство других активных эле-

---

* J. Roy. Astron. Soc. Canada, 1907, May-June, 145—165. Лекция, прочитанная на заседании Королевского астрономического общества Канады 3 апреля 1907 г.

ментов обладает аналогичными радиоактивными свойствами. Радий испускает три вида лучей, называемых α-, β- и γ-лучами; α-лучи отличаются малой проникающей способностью сквозь вещество. Тонкого слоя писчей бумаги достаточно, чтобы полностью поглотить α-излучение. Оказалось, что эти лучи состоят из тяжелых атомов вещества и несут положительный электрический заряд; они испускаются активными веществами со скоростью около 20 000 миль в секунду. Вполне возможно, что α-частица представляет собой заряженный атом водорода или гелия, и более вероятно — последнего. Второй вид — β-лучи, более проникающие, чем α-лучи, несут отрицательный заряд электричества; они выбрасываются активным веществом со скоростью, значительно превышающей скорость вылета α-частицы. Некоторые β-частицы выделяются со скоростью, близкой к скорости света, или 186 000 миль в секунду. Их кажущаяся масса составляет лишь $^1/_{1000}$ часть массы α-частицы, и фактически они идентичны с электронами, образующимися при катодном разряде в вакуумной трубке.

Чрезвычайной проникающей способностью обладают γ-лучи, которые легко проходят сквозь несколько дюймов железа. Сейчас достаточно надежно установлено, что γ-лучи — это эфирные волны, подобные по характеру хорошо известным лучам Рентгена, но только обладающие большей проникающей способностью.

Общей для всех этих видов излучения является способность воздействовать на фотопластинку и в определенных видах веществ вызывать фосфоресценцию, однако с точки зрения измерения их наиболее важное свойство состоит в способности вызывать электрический разряд наэлектризованных тел. Это свойство представляет собой несомненно наиболее чувствительный метод исследования радиоактивных веществ, и поэтому мы рассмотрим его более подробно. Если мы возьмем обыкновенный хорошо изолированный электроскоп с золотыми листками и зарядим его так, чтобы листки широко разошлись, то хорошо известно, что при обычных условиях и хорошей изоляции они сходятся чрезвычайно медленно и через несколько минут будет даже казаться, что они почти неподвижны. Теперь поместим какое-нибудь радиоактивное вещество возле наружного электрода электроскопа. Листки сразу же начнут быстро сходиться. Это обусловлено потерей заряда наэлектризованной системой и происходит с одинаковой скоростью, независимо от того, будет ли заряд положительным или отрицательным.

Механизм образования этого разряда был чрезвычайно подробно изучен, и теперь известно, что этот эффект обусловлен свойством этих излучений превращать воздушное пространство, окружающее электроскоп, в частичный проводник электричества. Проходя через газ, излучения образуют некоторое количество отрицательных и положительных носителей заряда, или «ионов». Эти ионы перемещаются в электрическом поле. Если, например, электроскоп заряжен положительно, то отрицательные ионы движутся по направлению к заряженной системе. Эффект разряда здесь обусловлен притяжением большого числа отрицательно заряженных ионов

к положительно заряженному проводнику или наоборот. Как только радиоактивное вещество удаляют, быстрое движение листков немедленно прекращается.

Эта способность излучений ионизовать воздух или другой газ представляет собой исключительно чувствительный метод проверки наличия радиоактивного вещества. Я поместил вблизи электроскопа часовое стекло, на котором испарялся раствор, содержавший только одну миллионную долю грамма бромида радия. Листки сблизились за несколько секунд. Если же я помещал часовое стекло на электрод, присоединенный к электроскопу, то переданный электроскопу заряд исчезал почти мгновенно. Эффект разряда в данном случае обусловлен большей частью α-лучами. Это можно показать, поместив листок обыкновенной бумаги, поглощающей α-лучи, поверх часового стекла. Скорость сближения листков значительно уменьшится. Оставшийся эффект разряда обусловлен действием β- и γ-лучей, испускаемых этим небольшим количеством радия.

С точки зрения измерений миллионная часть грамма радия вызывает огромный эффект. Практически установлено, что $^1/_{1000}$ часть от миллионной доли грамма (10^{-9}) создает эффект, достаточный по величине для точных измерений. При аккуратных измерениях с помощью соответствующим образом сконструированного электроскопа можно измерить наличие сотой доли, а в некоторых случаях и $^1/_{1000}$ доли указанного выше количества. Таким образом, с помощью электроскопа по увеличению скорости его разряда можно обнаружить 10^{-12} *г* радия. Для обнаружения малейших количеств радиоактивного вещества электроскоп намного чувствительнее, чем спектроскоп.

Подобные измерения сами по себе не проясняют вопрос о типе радиоактивного вещества, вызывающего этот разряд. Трудно, например, уверенно судить, какое радиоактивное вещество было в наличии — радий, актиний или торий. Но у этих веществ имеется другое свойство, по которому можно быстро их различить. Каждое из этих веществ — торий, радий, актиний — постоянно выделяет радиоактивную «эманацию» — газ, обладающий весьма интенсивными радиоактивными свойствами. Если, скажем, поток воздуха пропускается над соединением тория или актиния, а затем поступает в электроскоп, наблюдается быстрое сближение листков. Это обусловливается излучением, испускаемым эманацией, которая смешивается с воздухом и рождает в нем большое число ионов. В случае радия эманация не выделяется из твердого соединения, но это легко происходит при нагреве или растворении. У меня здесь в закрытой бутылке имеется раствор радия. Эманация собралась в воздушном пространстве над раствором; при прохождении медленного потока воздуха через раствор в электроскоп некоторое количество эманации уносится с потоком воздуха и, как вы видите, вызывает стремительный разряд электроскопа. Если эманацию оставить в электроскопе, то она сохранит свою разряжающую способность в течение нескольких недель. Разрядный эффект не останется постоянным, а будет снижаться до половины своей первоначальной величины через 4 дня, до чет-

верти — через 8 дней и так далее; и все же через месяц еще будет можно установить его наличие. Дело в том, что эманация радия — неустойчивое вещество, разлагающееся с испусканием α-частиц. В среднем половина его разлагается в течение 4 дней. Эманация тория или актиния химически вполне отличима от эманации радия, и их можно сразу отличить по быстрой скорости спада их активного воздействия с течением времени. Активность эманации тория спадает наполовину за 54 *сек*, а актиния — за 3,9 *сек*.

Образование радием радиоактивной эманации представляет собой чрезвычайно простой и надежный метод не только обнаружения радия, но и точного определения его количества. Допустим, например, что мы хотим определить количество радия, присутствующего в данном образце руды. Образец растворяется и помещается в непроницаемый для воздуха сосуд, где содержится примерно месяц. В течение этого времени эманация накапливается в растворе и в воздушном пространстве над ним и достигает величины устойчивого равновесия, при котором скорость образования новой эманации компенсируется распадом эманации, обусловленной ее дальнейшим превращением. Затем раствор кипятится, воздух, смешанный с эманацией, вводится в соответствующий электроскоп и отмечается скорость движения золотых лепестков.

Если по истечении 4 дней скорость разряда понизилась до половины ее первоначальной величины, то это служит точным доказательством того, что в электроскопе присутствует эманация радия. Количество радия в руде определялось с помощью раствора, содержавшего *известное* количество радия; точно тем же способом измерялась скорость разряда электроскопа, обусловленная образующейся в этом растворе эманацией радия. Этим методом мы имели возможность не только обнаружить присутствие радия в веществе, но и точно определить его количество. Таким путем можно легко измерять количество радия в растворе в пределах до 10^{-11} *г*.

Эманация радия — неустойчивое вещество, превращающееся в другое вещество, которое ведет себя как твердое соединение и обладает совершенно другими радиоактивными свойствами. Внутренняя поверхность сосуда, содержащего эманацию радия, покрывается невидимым налетом радиоактивного вещества. Если эманацию быстро удалить потоком воздуха, то этот так называемый «активный осадок» остается внутри. Активность этого осадка не постоянна и со временем быстро спадает. Через несколько часов активность уменьшается в геометрической прогрессии, снижаясь вдвое примерно за 28 *мин*. В случае тория активный осадок уменьшает свою активность наполовину за 11 *час*, в случае актиния — за 34 *мин*. Образование этого характерного активного осадка каждым видом эманации служит другим, очень полезным методом, позволяющим отличить присутствие тория, радия или актиния в отдельности.

Интересное свойство активного осадка, играющее, как мы увидим, заметную роль при анализе радиоактивного состояния атмосферы, состоит в том, что в электрическом поле осадок сосредоточивается на отрица-

тельно заряженном проводнике. Носители активного осадка каким-то образом приобретают положительный заряд, стремятся к отрицательному электроду и прилипают к нему.

Радиоактивное состояние атмосферы

Я кратко коснулся некоторых наиболее важных свойств радиоактивных тел, которые оказались очень полезными при решении вопроса о распространенности радиоактивных веществ в Земле и атмосфере. Пионерами в этой области исследований были Эльстер и Гейтель — преподаватели гимназии в Вольфенбюттеле (Германия). Благодаря этим исследователям мы располагаем большим количеством информации, которую они собрали для этого быстро развивающегося раздела радиоактивности.

В 1900 г. Гейтель заметил, что открытый воздух обладает свойством вызывать слабый разряд электроскопа. Он показал, что это явление обусловлено образованием в воздухе отрицательных и положительных ионов. В поисках возможной причины этого явления Эльстер и Гейтель догадались, что оно может быть связано с наличием в атмосфере радиоактивных веществ. Тогда они попытались осуществить чрезвычайно смелый эксперимент. Я показал вам, что эманация, испускаемая радиоактивными телами, образует активный осадок, который может концентрироваться на отрицательно заряженном проводе. Если в атмосфере имеется эманация, активный осадок должен собираться на отрицательно заряженном проводнике, помещенном в атмосферу. За окном лаборатории они натянули изолированный провод длиной 20 или 30 *м* (рис. 1), который при помощи электрической машины или батареи заряжался до отрицательного потенциала в несколько тысяч вольт. Через несколько часов провод быстро снимали, наматывали на раму, присоединенную к электроскопу, как показано на рис. 2, и измеряли скорость разряда электроскопа. Золотой лепесток быстро спадал, что указывало на наличие на проводе некоторого количества радиоактивного вещества. Величина этого эффекта не зависела от материала провода, и было убедительно показано, что он полностью обусловлен наличием радиоактивного вещества на поверхности провода.

Теперь нужно рассмотреть вопрос о том, как определить, *какое* радиоактивное вещество сконцентрировалось на проводе. Во-первых, невероятно, чтобы в атмосфере находились частицы твердых радиоактивных тел вроде радия, урана или тория. Однако эманация, создаваемая радием, торием и актинием, газообразна, и если в земле находятся эти вещества, то вполне разумно ожидать, что некоторое количество выделенной ими эманации может попадать в атмосферу. Мы сразу же можем ответить на этот вопрос вполне определенно. Если в воздухе имеется только эманация радия, то активный осадок, собравшийся на проводе, должен распадаться со скоростью, характерной для радия, т. е. через несколько часов активность спадает экспоненциально, уменьшаясь вдвое в течение 23 *мин.* Скорость распада активного осадка из воздуха оказалась очень похожей на

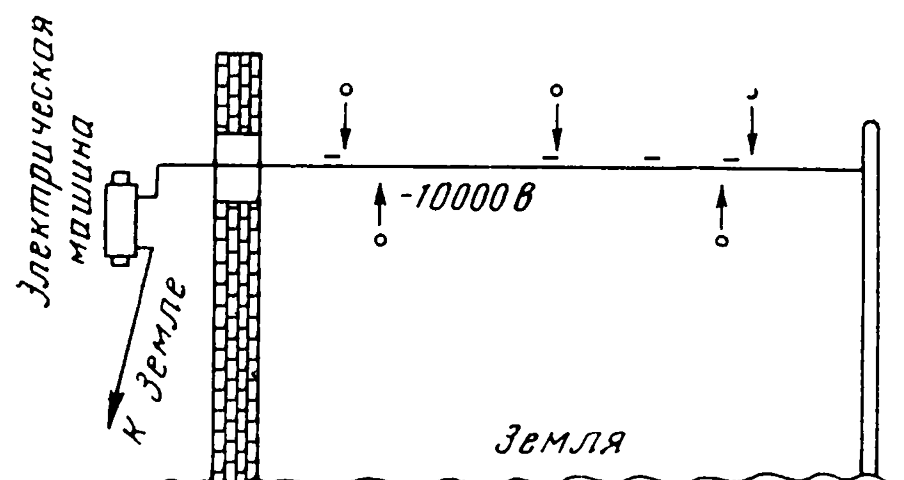


Рис. 1

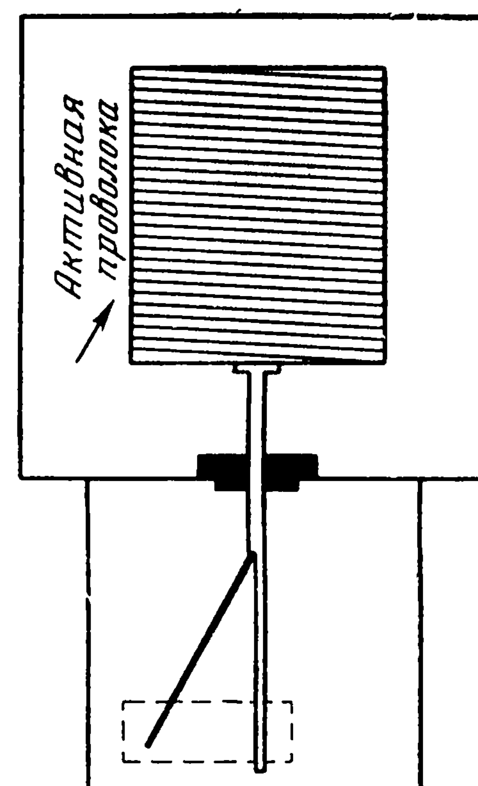


Рис. 2

приведенную выше величину. Поэтому мы приходим к заключению, что в атмосфере имеется эманация радия.

Эксперимент Эльстера и Гейтеля в Германии был повторен Резерфордом и Алланом в Монреале и Мак-Леннаном в Торонто. Результаты показывают, что воздух в Канаде так же радиоактивен, как и в Германии. Выпадающие дожди и снег тоже радиоактивны, и их активность спадает с характерной скоростью, которую следует ожидать, если снег или дождь собирает на себе активный осадок радия, распределенный в атмосфере.

Предварительные эксперименты показали, что большинство радиоактивных явлений в атмосфере обусловлено присутствием эманации радия. Однако Бамстед в Нью-Хейвене (США) и Бланк в Италии убедительно показали, что в этих местностях присутствует также некоторое количество эманации тория. Это может быть проверено простейшим путем. Провод становится активным, если его оставить на несколько дней на открытом воздухе и зарядить отрицательно. После снятия провода часть активности, обусловленная активным осадком радия, быстро уменьшается. Через 5 или 6 *час* активность все еще остается, но ее спад происходит намного медленнее, и через каждые 11 *час* она уменьшается вдвое. Эта скорость спада активности характерна для активного осадка тория, что свидетельствует о наличии эманации тория в атмосфере. Бланк недавно показал, что в некоторых местностях Италии 70% обнаруженной активности должно быть отнесено за счет тория, но, по-видимому, в большинстве остальных мест эффект обусловлен радием.

Следовательно, можно сделать вывод, что атмосфера над поверхностью Земли содержит повсюду небольшие количества эманации радия и тория, а также активные вещества, возникающие при их превращениях *in situ* в атмосфере. Поэтому величина производимой ими ионизации мала, однако может быть точно измерена прибором, специально для этой цели скон-

струированным Эбертом. При помощи вентилятора, вращаемого пружинным мотором, постоянный поток воздуха проходит между двумя концентрическими цилиндрами. Внутренний изолированный цилиндр заряжен и соединен с электроскопом. При прохождении ионизованного воздуха между цилиндрами ионы удаляются под действием сильного электрического поля, приложенного между цилиндрами. Скорость разряда есть мера количества ионов в 1 *см*^{3} наружного воздуха. В 1 *см*^{3} открытого воздуха обычно содержится около 1500 ионов; эта величина непостоянна и сильно флуктуирует. По сравнению с числом неионизованных молекул число имеющихся в атмосфере ионов чрезвычайно мало. Каждый кубический сантиметр воздуха содержит около $4 \cdot 10^{19}$ молекул, так что в среднем одновременно ионизована лишь бесконечно малая часть молекул воздуха. Хотя эта ионизация очень незначительна и для ее обнаружения и измерения требуется чувствительный электроскоп, она все же играет очень важную роль в электрическом состоянии атмосферы.

Следует помнить, что все мы непрерывно вдыхаем эманации радия и тория и их продукты, а также ионизованный воздух. К тому же мы постоянно подвергаемся действию мягких X-лучей, так как β- и γ-лучи из почвы и атмосферы непрерывно пронизывают наши тела. Мы фактически подвергаемся постоянной бомбардировке излучением активных веществ и, к счастью, совершенно этого не сознаем. Некоторые полагают, что присутствие в атмосфере радиоактивных веществ и ионизованного воздуха, возможно, играет известную роль в физиологических процессах, но это вопрос, совершенно не относящийся к теме моего доклада.

Исследования электрического состояния атмосферы показывают, что верхние слои ее почти всегда заряжены положительно, так что Земля должна иметь отрицательный заряд. Следовательно, имеется электрическое поле, перпендикулярное к поверхности Земли, и оно вызывает постоянное передвижение положительных ионов в воздухе к Земле, а отрицательных — вверх. Это должно приводить к быстрому рассеянию положительного электричества в верхних слоях атмосферы.

Существует много теорий относительно происхождения и сущности положительных зарядов в верхних слоях атмосферы. Одна весьма правдоподобная гипотеза состоит в том, что в основном электрическое состояние атмосферы есть результат влияния распределенного в ней радиоактивного вещества. Появление положительного электричества в верхних слоях атмосферы с этой точки зрения обусловлено осадками, переносящими отрицательные заряды к поверхности Земли, ибо установлено, что дождь всегда заряжен отрицательно. Наличие ионизованного слоя газа между верхней атмосферой и почвой вызывает непрерывное рассеяние оставшихся положительных зарядов, и это обычно препятствует возрастанию положительного электричества до опасного предела, когда разряд молнии направляется к Земле. Таким образом, кажется вероятным, что незначительное количество радиоактивного вещества в атмосфере играет существенную роль в формировании и регулировании электрического состояния атмосферы.

Содержание эманации радия в атмосфере

Количество эманации радия в воздухе, судя по содержанию его в 1 *см*³, чрезвычайно невелико, но может быть измерено несколькими способами. Этот вопрос изучал А. Ив в Монреале и обнаружил, что 1 *км*³ атмосферы содержит количество эманации радия, эквивалентное тому ее количеству, которое выделяет примерно 0,5 *г* бромида радия в радиоактивном равновесии. Предполагая, что количество эманации в воздухе над поверхностью земного шара примерно такое же, как и около Монреаля, и что распределение эманации в атмосфере на высоте до 10 *км* равномерно, Ив заключил, что общее количество эманации радия в атмосфере примерно равно тому, которое выделяется примерно из 200 *т* бромида радия в равновесии. Вероятно, количество эманации над морем меньше, чем над сушей, и большей частью переносится ветром с суши; однако в этом важном вопросе еще много неопределенного.

Как я уже упоминал ранее, совершенно неправдоподобно, чтобы в воздухе находилось много твердого радия в виде мелких частиц, поэтому для пополнения эманации в воздухе следует искать какой-то внешний источник. Мы обсудили данные, которые заставляют нас полагать, что эманация попадает в атмосферу за счет постоянного выделения ее с поверхности земной коры.

Распространенность радиоактивного вещества в земной коре

Эльстер и Гейтель давно заметили, что пещеры и погреба, в которых долгое время застаивался воздух, были необычайно богаты эманацией радия. Это было замечено по сильной активности, наблюдавшейся на отрицательно заряженном проводе, помещенном в этих укромных местах. Было сделано предположение, что если это происходит в результате постоянного выделения эманации радия из почвы, то количество эманации должно увеличиваться в закрытом пространстве. Так началось исследование активности грунтов. Все пробы показали наличие активности, а многие — наличие эманации радия. Это явление особенно отмечено в глинистых грунтах. Дж. Дж. Томсон и другие показали, что вода во многих глубоких колодцах и родниках насыщена эманацией радия. Присутствие эманации радия особенно проявлялось в горячих источниках, расположенных в Европе. Эльстер и Гейтель установили, что осадки из некоторых источников в Италии чрезвычайно богаты радием. Бланк показал, что осадок из определенных горячих источников обильно выделял эманацию тория. За последние годы в этом направлении проделаны многочисленные работы, и было установлено широкое распространение радиоактивного вещества в небольших количествах по всей земной коре. Североамериканский континент не так систематически обследован, как Европа, однако Болтвуд показал, что большинство эманации радия имеется в водах глубоко располо-

женных источников в различных местах Соединенных Штатов. Мак-Леннан и Бартон обнаружили, что нефть из нефтяных скважин в Онтарио содержит значительное количество эманации радия, а также следы радия.

Видимо, нет разумных оснований сомневаться в том, что почва и есть источник выделения эманации в атмосферу. Эта эманация выделяется из почвы в процессе диффузии или выносится на поверхность водами источников, а затем разносится ветром. Вследствие большой скорости превращения эманаций тория и актиния по сравнению с эманацией радия следует ожидать преобладания эманации радия в атмосфере. Поэтому несколько неожиданным оказывается обнаружение в ряде местностей больших количеств эманации тория. Эманация радия должна медленно просачиваться сквозь почву, распадаясь со временем, и следует ожидать, что, помимо подземных источников, большая часть наблюдающейся в воздухе эманации должна выделяться из тонкого слоя земли, толщиной не более нескольких футов.

Внутреннее тепло Земли

Итак, естественно предположить, что по земной поверхности распределено очень большое количество радия и других радиоактивных веществ. Это радиоактивное вещество должно постоянно давать Земле тепло, и весьма интересно исследовать величину этого теплового эффекта и его возможного влияния на проблему происхождения и длительности внутреннего тепла Земли.

Помимо перечисленных мной различных свойств, радий непрерывно и все время с большой скоростью выделяет тепло. Выделяемого радием в час тепла достаточно для таяния такого количества льда, которое по весу превосходит сам радий. Фунт радия в течение года выделяет столько тепла, сколько получается при сгорании 100 фунтов хорошего угля. Выделение тепла радием и всеми радиоактивными веществами представляет собой в действительности вторичное свойство, ибо это следствие бомбардировки активного вещества α-частицами, испущенными его собственной массой. Лишь небольшую часть суммарного теплового эффекта создают β- и γ-лучи. Этот тепловой эффект радия должен быть всегда пропорционален количеству имеющегося радия и существовать независимо от того, как радий распределен по земной коре. Следовательно, тепло должно постоянно поступать в Землю за счет имеющегося в ней радия и других радиоактивных веществ. Но тепловой эффект, обусловленный определенным количеством радия, не может продолжаться бесконечно. Радий превращается в другие вещества, и через 20 000 лет останется только небольшая его часть. Эта опасность, однако, не серьезна, поскольку теперь определенно установлено, что радий образуется из урана, и найдено, что в старых минералах количество радия всегда пропорционально количеству урана.

Превращение урана происходит значительно медленнее, чем радия, и, вероятно, пройдет по крайней мере 1000 млн. лет, пока уран распадется

наполовину. Следовательно, за счет поступления радия при распаде урана количество радия в Земле будет поддерживаться примерно на постоянном уровне в течение периода, измеряемого сотнями миллионов лет.

Теперь кратко рассмотрим общепринятую теорию происхождения внутреннего тепла и возраста Земли. Известно, что температура Земли постепенно возрастает с проникновением в глубину, в среднем на 1°, по Фаренгейту, на каждые 50 футов. Вулканическая деятельность доказывает, что в глубинах Земли имеются высокие температуры.

Лорд Кельвин рассмотрел вопрос о возрасте Земли, предполагая, что Земля первоначально имела температуру расплавленной горной породы, а с тех пор постепенно охлаждалась, испуская тепло с поверхности в пространство. Согласно этой теории, температурный градиент у поверхности Земли постепенно снижался. Зная нынешний температурный градиент, среднюю теплопроводность и удельную теплоемкость веществ, входящих в состав Земли, можно с помощью знаменитого анализа Фурье вывести величину времени, прошедшего с того момента, когда Земля была расплавленной массой. Некоторые необходимые для расчета величины были недостаточно точно известны, однако Кельвин сделал вывод, что несомненно прошло не более 100 млн. лет с тех пор, как поверхность Земли по своей температуре стала пригодной для жизни растений и животных. В последних статьях эта оценка была еще более уменьшена, и возраст Земли снижен до 40 млн. лет. Я не могу здесь вникать в продолжающуюся уже около полувека дискуссию между Кельвином, с одной стороны, и геологами и биологами — с другой. Последние сначала предполагали более длительный период геологической и биологической эволюции, чем допускал Кельвин, однако сейчас геологи и биологи, по-видимому, пришли к единому мнению, что для процессов эволюции достаточен период 100 млн. лет.

Нет сомнения в общей правильности выводов на основе предположений, сделанных Кельвином. Давайте, однако, рассмотрим эти основные предпосылки. Предполагается, что Земля представляет собой изолированное остывающее в пространстве тело, которое не имеет источников тепла с тех пор, как началось остывание, ибо, как убедительно показал Кельвин, тепла, выделяющегося при обычных химических процессах, которые могут происходить в Земле, недостаточно, чтобы существенно повлиять на выводы о возрасте земного тепла. Однако обнаружение в Земле активных веществ, подобных радию, испускающих тепло с большой скоростью, сразу же наводит на мысль о том, что Земля не просто остывающее тело, а такое, в котором постоянно рождается тепло.

В 1902 г. я произвел некоторые расчеты по определению того количества радия (или другого радиоактивного вещества, выраженного в единицах радия), однородно распределенного в Земле, которое требуется для сохранения температурного градиента, наблюдаемого в настоящее время. В этом случае тепло, поставляемое радием, должно точно компенсировать потери тепла, уходящего к поверхности Земли и излучающегося в пространство. Вычисления просты, и они показали, что было бы достаточно

равномерного распределения радия в количестве всего лишь $1{,}7 \cdot 10^{-13}$ *г/см*^{3}. По имевшимся тогда данным я подсчитал, что по порядку величины количества имеющегося в Земле радия достаточно, чтобы привести к этим результатам.

Р. Стрэтт недавно осуществил ряд систематических наблюдений по определению содержания радия в типичных горных породах земной коры и получил исключительно интересные результаты. Стрэтт собрал ряд типичных пород как вулканических, так и осадочных, полученных из различных местностей, и определил содержание в них радия. Породы прежде всего растворялись и оставлялись в закрытых сосудах. Через определенное время эманация, выделенная находившимся в растворе радием, удалялась кипячением раствора и проходила в соответствующий электроскоп. Количество радия в растворе определялось сравнением с эффектом, обусловленным эманацией, выделенной стандартным раствором, содержавшим известное количество бромида радия.

В таблице (стр. 90) приведено содержание радия в граммах на 1 *см*^{3} образцов вулканических пород.

Я уже упоминал ранее, что если при равномерном распределении по объему Земли в 1 *см*^{3} будет содержаться около $1{,}7 \cdot 10^{-13}$ *г* радия, то этого вполне достаточно, чтобы поддерживать внутреннее тепло Земли. Однако изучение данных приведенной таблицы показывает, что поверхностные породы содержат гораздо больше радия, чем указанное количество. Как и следовало ожидать, содержание радия значительно колеблется, однако даже в гренландском базальте — наиболее бедной радием горной породе — содержится в 10 раз большее количество радия, а в среднем породы содержат еще в 5—6 раз большие количества.

Исследование осадочных пород показывает, что по сравнению с вулканическими породами содержание в них радия в среднем несколько меньше, но величине тоже такого же порядка. Стрэтт считает, что в среднем в породах Земли содержится радия $5 \cdot 10^{-12}$ *г/см*^{3}, что втрое больше величины, необходимой для поддержания имеющегося температурного градиента. Это неожиданный результат; и хотя неизбежно было исследовано небольшое количество пород, все же мы должны считать, что результаты, полученные Стрэттом, по-видимому, дают правильный порядок величины распределения радия в земной коре.

Можно заметить, что в приведенной таблице имеется очень мало пород с американского континента. Этот пробел, несомненно, будет вскоре заполнен другими исследователями. Интересно отметить, что Ив и Макинтош из Мак-Гиллского университета недавно исследовали содержание радия в типичных породах в окрестностях Монреаля и получили в среднем величины, хорошо согласующиеся с данными Стрэтта. Путем расчетов, основанных на интенсивности проникающего излучения, или γ-лучей, на земной поверхности, Ив сделал вывод, что содержание радиоактивного вещества в земной коре даже несколько выше средней величины, вычисленной Стрэттом. Поэтому содержания радия в земной коре не только достаточно для

Порода	Месторождение	Плотность, $г/см^3$	Содержание радия в 1 г, $\times 10^{-12}$ г	Содержание радия в 1 $см^3$, $\times 10^{-12}$ г
Гранит	Родезия	2,63	9,56	25,2
Гранит	Корнуэлл, карьер Ламорна	2,62	9,35	24,5
Циркониевый сиенит	Норвегия, Бревиг	2,74	9,30	25,5
Гранит	Корнуэлл, Роземорран(?)	2,62	8,43	22,1
Гранит	Мыс Доброй Надежды	2,67	7,15	19,1
Гранит	Корнуэлл, район залива Кеэби	2,61	6,90	18,0
Гранит	Уэстерморленд	2,65	6,63	7,6
Элаэлитный сиенит	Норвегия, Лаурдал	2,70	4,88	3,2
Гранит	Девоншир, Хейтор	2,61	3,69	9,64
Синяя глина	Кимберли	3,06	3,37	0,30
Леоцитный базанит	Гора Сомма, Везувий	2,72	3,33	9,07
Каменная смола	О-в Эгг	2,41	2,06	4,97
Роговая обманка гранита	Египет, Ассуан	2,64	2,45	6,47
Роговая обманка диорита	Шрисгейм, близ Гейдельберга	2,89	1,32	3,82
Аугит-сиенит	Норвегия, Лаурвиг	2,73	1,86	5,07
Перидорит	О-в Рам	3,15	1,37	4,32
Оливин-базальт	Залив Талискер	2,89	1,32	3,82
Оливин-эйхрит	О-в Рам	2,97	1,28	3,80
Базальт	Водопад Виктория	2,75	1,26	3,46
Гранит	Лейкастершир, гора Соррель	2,71	1,25	3,38
Долорит	О-в Канна	2,95	1,24	3,65
Зеленый Камень	Каррик, Сент Ив	2,99	1,14	3,41
Базальт	Антрим	2,80	1,03	2,89
Серпентин	Лизард	2,60	1,00	2,60
Гранит	О-в Рам	2,61	0,72	1,89
Оливин Скала	О-в Рам	3,22	0,66	2,22
Дунит	Скайвиг	3,34	0,664	2,22
Базальт	Овифак, о-в Диско, Гренландия	3,01	0,613	1,84

поддержания внутреннего тепла Земли, его даже больше, чем требуется, если он равномерно распределен по всей массе Земли. Последнее предположение должно привести к выводу, что Земля постоянно разогревается, а не охлаждается,— выводу, к которому вряд ли можно относиться с доверием. Чтобы обойти это затруднение, Стрэтт предположил, что радиоак-

тивное вещество распределено не равномерно внутри Земли, а сосредоточено лишь в ее тонком поверхностном слое. Если предположить, что измеренное экспериментально содержание радия равномерно распределено в этом слое, можно легко показать, что толщина этого слоя составляет около 45 миль. В подтверждение этого объяснения он цитирует данные сейсмолога Милна, который на основании исследования скорости распространения колебаний почвы пришел к выводу, что в структуре вещества земной коры на глубине 30 миль происходит резкое изменение. Ниже этой глубины вещество, по-видимому, однородно, но передает колебания земли с совершенно другой скоростью, чем поверхностные породы.

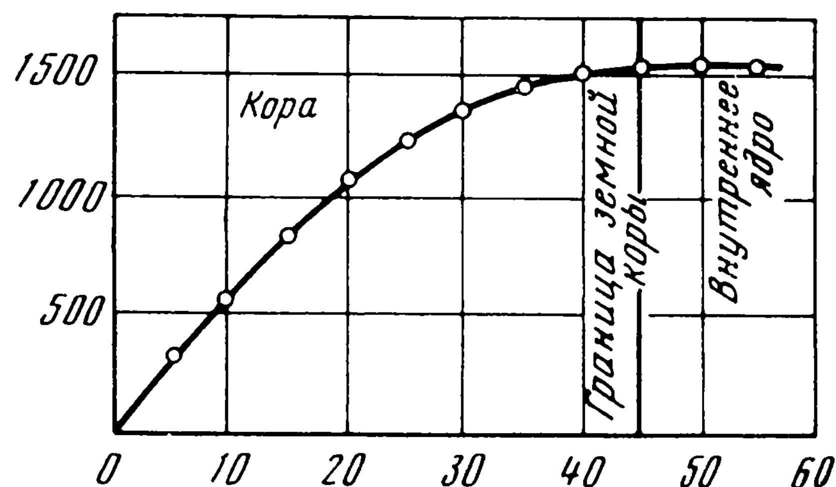


Рис. 3

Предполагая, что радий содержится в оболочке глубиной 45 миль, легко подсчитать температуру Земли, что и выполнено ниже. Результаты расчетов показаны на рис. 3. На глубине 45 миль температура должна увеличиваться примерно до 1500° С. Температура внутренней массы Земли глубже 45 миль должна быть постоянной и достигать 1500° С.

В настоящее время трудно убедительно объяснить преимущественно поверхностное содержание радия. Температура здесь если и имеет, то очень малое значение, так как Бронсон убедительно показал, что радиационная способность радия не изменяется при температуре до 1600° С.

Другую интересную точку зрения высказал Стрэтт о внутренней температуре Луны. Предполагается, что Луна первоначально отделилась от поверхности Земли и, следовательно, должна содержать в среднем такое же количество радия, как и земная кора. Если это так, то можно легко подсчитать, что температурный градиент Луны должен примерно в восемь раз быть больше, чем на нашей Земле. Так как гравитационные силы на лунной поверхности малы, там складываются благоприятные условия для вулканической деятельности. Это противоречит общепринятому мнению, что лунные кратеры потухшие. Но, как указывает Стрэтт, эта точка зрения основана на априорном убеждении, что Луна не имеет внутреннего источника тепла. Как отмечал Пиккеринг, тщательные наблюдения Луны убеждают в том, что в ней все еще происходят изменения.

Я надеюсь, что теперь вам стало понятно, насколько глубоко изменило наши взгляды на внутреннее тепло Земли изучение радиоактивности. Представленные выводы ни в коем случае не окончательные, но сделано несомненно достаточно , чтобы усомниться в справедливости старых теорий о происхождении и изменениях внутреннего тепла Земли.

Возраст радиоактивных минералов

Новая точка зрения относительно источника земного тепла никоим образом не решает проблемы возраста Земли. Этот недостаток, однако, восполняется, если принять во внимание еще одно замечательное свойство радия. Кроме свойств излучения и выделения эманации, радий еще постоянно образует устойчивый элемент — гелий. Это свойство радия впервые обнаружили Рамзай и Содди, а затем достаточно полно подтвердили другие исследователи. Веские экспериментальные данные заставляют сделать вывод, что α-частицы, испускаемые радием и его продуктами, в действительности есть атомы гелия, которые в момент вылета имеют положительный электрический заряд. Какое бы место ни занимал гелий в общей схеме радиоактивных превращений, несомненно, что радий выделяет гелий хотя и с небольшой, но постоянной скоростью. Скорость образования гелия пока еще точно не измерена, но, по-видимому, 1 *г* радия образует за год при нормальных давлениях и температуре около 0,1 *см*^{3} гелия.

Этот редкий газ — гелий, следующий после водорода элемент, имеет самый легкий из известных химикам атом. История его открытия необычна и драматична. Впервые он был обнаружен в 1868 г. Дж. Локьером с помощью спектроскопа на Солнце, и отсюда произошло его название. На Земле его не могли найти до 1895 г., пока Рамзай не показал, что в спектре газов, освобождаемых из минерала клевеита, имеется спектр, ранее приписываемый гелию на Солнце. Очень интересно отметить, что в больших количествах гелий был обнаружен только в радиоактивных минералах. Наличие гелия в этих минералах вначале считалось очень удивительным, но это сразу же можно объяснить, если гелий образуется в минералах радием или другими содержащимися в них радиоактивными веществами.

Рассмотрим, например, очень плотный минерал, в котором непрерывно образуется из радия гелий, но не может просочиться. Содержание гелия в минерале со временем постепенно увеличивается, и общее количество его должно быть пропорционально возрасту минерала и содержанию в нем радия. Здесь у меня есть несколько кристаллов нового минерала — торианита, найденного несколько лет назад на Цейлоне; в нем содержится около 12% урана и около 70% тория. Этот минерал при нагревании выделяет довольно большое количество гелия — более 10 *см*^{3}/*г*. Теперь мы почти уверены в том, что гелий, накапливающийся в этом минерале, образуется при распаде радия, который находится в минерале со времени его образования. Если скорость образования гелия из радия равна указанной величине, то можно подсчитать достаточно точно, что возраст минерала торианита достигает по крайней мере 500 млн. лет, т. е. это время, прошедшее с момента формирования данного минерала в земной коре. Это минимальная оценка, так как, вероятно, некоторое количество гелия с течением времени выделилось из минерала. Подобные же результаты получены при исследовании других радиоактивных минералов. Возраст большинства из них составляет примерно 500—1000 млн. лет.

Я уверен, что, когда константы, использующиеся в этих расчетах, будут точно определены, этот метод окажется наилучшим для точного определения возраста радиоактивных минералов и косвенно — возраста геологических слоев, в которых они обнаружены.

Выводы

Я много внимания уделил Земле и ее спутнику Луне. Существуют ли какие-либо данные о наличии радия или радиоактивных веществ на Солнце или в звездах? Можно сразу сказать, что никаких определенных данных еще не получено. Исходя из сходства химического состава Солнца и Земли следует ожидать, что Солнце также содержит радиоактивные вещества. Замеченное на Солнце большое количество гелия косвенно подтверждает такое предположение. Стрэтт обнаружил, что содержание радия в каменных метеоритах примерно такое же, как и в поверхностных породах Земли, что указывает на то, что эти гости из других небесных систем тоже обладают своей долей радия.

Пока нет достаточных причин полагать, что Солнце, по крайней мере в течение начальных стадий своей конденсации, содержало намного больше радиоактивного вещества, чем Земля. Согласно конденсационной гипотезе Кельвина и Гельмгольца, тепло Солнца есть результат постепенной концентрации его вещества, обусловленной гравитацией. На основе этой гипотезы Кельвин считал невероятным, чтобы Солнце непрерывно светило с нынешней его яркостью еще в течение более 12 млн. лет, а вероятно, и того меньше. Существует, однако, одна возможность, которая может значительно увеличить оценку продолжительности солнечного тепла. Возможно, что при огромной температуре Солнца обычное вещество становится радиоактивным, т. е. распадается на простейшие формы с выделением большого количества тепла. Если обычное вещество, испытывая такое превращение, выделяет столько же тепла, сколько радий при своих превращениях, то этот новый источник тепла позволит Солнцу сиять в течение гораздо более продолжительного времени, нежели предсказывается старой теорией. Это лишь некоторая гипотеза, но одна из тех, которые следует серьезно учесть при решении в будущем вопроса о возможной продолжительности солнечного тепла и, следовательно, времени жизни на нашей планете.

8

ОБРАЗОВАНИЕ И ПРОИСХОЖДЕНИЕ РАДИЯ *

§ 1

Современное представление о радии как о веществе, претерпевающем медленное превращение, впервые было убедительно сформулировано Резерфордом и Содди в статье «Радиоактивное превращение» [1]: «В случае радия, однако, то же количество (около 1 *мг* на грамм) должно было бы за год претерпеть изменения. В результате по минимальным оценкам, основанным на том предположении, что каждая частица испускает при каждом изменении один луч, «жизнь» радия не может составлять более нескольких тысяч лет... Так что кажется несомненным, что имеющийся в минералах радий существует не столь долго, как сам минерал, и образуется непрерывно в результате радиоактивного превращения».

Согласно этой теории, материнское вещество, из которого образуется радий, должно всегда присутствовать в минералах, содержащих радий. По-видимому, наиболее вероятным источником прежде всего служит уран, так как он живет дольше радия и всегда обнаруживается вместе с ним. Для выяснения этого вопроса имелись два очевидных метода — один прямой, другой косвенный. Первый метод заключался в проверке того, действительно ли по истечении определенного времени в растворе урана, в котором вначале не было радия, появляется радий. По второму методу определялось относительное содержание урана и радия в радиоактивных минералах. Если уран есть источник радия, то, согласно теории, в любом минерале относительное содержание урана и радия должно быть постоянным. Постоянство этого соотношения полностью подтверждено независимыми работами Болтвуда [2], Стрэтта [3] и Маккоя [4]; поэтому не может быть никаких сомнений, что уран и радий генетически связаны. Резерфорд и Болтвуд [5] установили, что на каждый грамм урана в минерале приходится $3{,}8 \cdot 10^{-7}$ *г* радия.

Образование радия в растворе урана впервые рассмотрел Содди [6], а позднее Болтвуд [7]. Не вдаваясь в детали этих важных исследований, достаточно указать, что в тщательно очищенных растворах урана в течение нескольких лет, пока велись измерения, радий не обнаружен. Если

---

* Philos. Mag., 1907, December, ser. 6, 14, 733—749. Доложено Британской ассоциации в августе 1907 г. Предварительные данные опубликованы в виде письма в «Nature» 17 января и 6 июля 1907 г. (I, 907).

все же радий появляется, то скорость его образования по крайней мере в 1000 раз меньше теоретических оценок. Отсюда еще не следует, что радий не представляет собой продукт превращения урана, так как отсутствие заметного прироста радия за ограниченный промежуток времени может быть и в том случае, если между ураном и торием существует один или несколько промежуточных продуктов медленного превращения.

Между тем Болтвуд [8] подошел к решению проблемы с иной стороны. С помощью специального метода актиний был выделен из 1 *кг* карнотита. Раствор актиния, содержащий вначале очень мало радия, был выдержан в течение 120 дней, подвергся проверке, после чего было обнаружено заметное увеличение количества радия. Кроме того, скорость образования радия за это время примерно была такой, какую следовало бы ожидать, если бы время, за которое радий наполовину трансформируется, было равно 2000 лет; это совпадает с расчетами вероятного времени жизни радия. Работа Болтвуда знаменует определенный значительный этап в решении этой проблемы, так как автор ясно показал, что радий, как и предсказывалось теорией, рождается из другого вещества и что это материнское вещество обычно существует вместе с актинием.

Болтвуд сделал заключение, что прямой источник радия — именно актиний, а сам он представляет собой промежуточный продукт между ураном и радием. Этот вывод хорошо подтверждается также измерениями количества актиния в минералах, показавшими, что его содержание, подобно содержанию радия, пропорционально количеству урана. Поскольку время жизни актиния, по-видимому, сравнимо со временем жизни радия, то такое заключение согласуется с отсутствием накопления радия в растворах урана; чтобы можно было зарегистрировать в растворе радий — продукт превращения актиния, последний должен вначале образоваться из урана в значительных количествах. Этот вопрос будет обсуждаться позже, после рассмотрения других экспериментальных результатов. Из дальнейшего видно, что проблема более сложна, нежели кажется вначале.

§ 2. Старые эксперименты

Краткое описание некоторых экспериментов, начатых мной в 1904 г. и имеющих целью выяснить, образуется ли радий из актиния непрерывно, может представлять интерес. Предварительные результаты этой работы вошли в Бейкерианскую лекцию [9]. В кислоте были растворены 2 *г* активного препарата, активность которого примерно в 250 раз больше, чем активность урана, полученного от Гизеля. Первоначальное содержание радия определено по методу эманации, а затем бо́льшая его часть была выделена последовательными осаждениями в растворе с помощью малых количеств бария, образующего сульфаты. Затем в течение 3 месяцев периодически измерялось содержание радия в этом растворе, однако никаких уверенных данных о росте количества радия получено не было. Содержание радия оценивалось по методу эманации. Эманация радия, которая накапли-

валась в растворе за известное время, переносилась в большой электроскоп, для чего через раствор пропускалось значительное количество воздуха. В более поздней работе Болтвуд показал, что для точного определения количества радия этим методом нельзя пользоваться, но он несомненно пригоден для сравнительных измерений в идентичных условиях.

Теперь известно, что примененный метод выделения присутствующего вначале в растворе радия по ряду причин совершенно не был пригоден. Следы серной кислоты, остающиеся в растворе после удаления бария, могут, по-видимому, вызвать образование сульфата радия, т. е. соединения, из которого чрезвычайно трудно высвободить всю эманацию путем аспирации раствора.

Наблюдения проводились 3 месяца, после чего раствор был сохранен, чтобы периодически подвергать проверке наличие в нем радия. Но постоянная необходимость проводить другие работы, а также опасность загрязнения раствора в лаборатории, где используется большое количество радия, заставили отложить дальнейшие испытания более чем на два с половиной года. Как только появилась статья Болтвуда, я немедленно проверил, возросло ли в нашем растворе за столь долгий срок содержание радия. Первоначальное измерение показало значительное увеличение содержания радия, однако более аккуратные измерения, к сожалению, установили, что раствор загрязнен радием, по-видимому, в результате применения смазки в кране. Этот случай показал мне, насколько опасно проводить эксперименты такого рода в лаборатории, загрязненной радием, поэтому большинство экспериментов, описанных в данной работе, было проведено в Химической лаборатории, где никаких работ с радиоактивными веществами не проводилось.

В то же время, когда был приготовлен раствор актиния, отдельно в закрытую стеклянную трубку был помещен твердый препарат актиния весом 0,32 *г* и активностью в 250 раз больше активности урана. Содержание радия в 1 *г* того же образца было определено еще в 1904 г. путем сравнения с приготовленным в то время стандартным радиевым раствором. На основе недавно приготовленных Резерфордом и Болтвудом радиевых стандартов можно было рассчитать количество радия в 1 *г* актиния, которое в 1904 г. равнялось $1{,}16 \cdot 10^{-8}$ *г*. Если предположить (и это, по-видимому, правильно), что радий равномерно распределен по всей массе актиния, то количество радия в 0,32 *г* актиния будет равно $3{,}7 \cdot 10^{-9}$ *г*. Через 2,7 года этот актиний был растворен в соляной кислоте, и содержание радия, определенное по описанному ниже методу эманации, оказалось равным $1{,}05 \cdot 10^{-8}$ *г*. Таким образом, за 2,7 года — время между двумя измерениями — количество радия возросло на $6{,}9 \cdot 10^{-9}$ *г*, т. е. в предположении постоянства скорости роста на $2{,}9 \cdot 10^{-9}$ *г* в год. Вследствие несовершенства метода аспирации, примененного при первоначальном определении радиевой константы, это значение само по себе может, видимо, быть увеличено, однако измеренная скорость накопления, как мы увидим, находится в хорошем согласии с более поздними измерениями того же препарата.

§ 3. Экспериментальные методы

Прежде чем рассмотреть дальнейшие эксперименты, дадим краткое описание экспериментальных методов, примененных для точного определения количества радия в различных препаратах. Препарат изготовлялся в виде раствора и помещался в стеклянной колбе. Затем раствор кипятился для полного выделения эманации и до охлаждения колбы выходная трубка запечатывалась. Через определенный промежуток времени колба была открыта, и интенсивным кипячением воздух, перемешанный с эманацией, был выделен и собран над водой. Как показал Болтвуд, кипячение — это единственный удовлетворительный метод выделения всей эманации радия. Затем воздух вместе с эманацией вводился через осушительную трубку с пятиокисью фосфора в откачанный электроскоп, емкость которого была больше объема вводимого воздуха. После этого электроскоп наполнялся воздухом до атмосферного давления и закрывался.

В большинстве этих экспериментов применялся электроскоп, состоящий из посеребренного внутри сосуда Эрленмейера объемом около 1 *л*, в котором по методу Вильсона с помощью бусинки из серы изолировалась система из золотых листков. Перемещение золотого листка измерялось обычным методом сквозь окна в серебряном слое с помощью микроскопа, имеющего шкалу в окуляре. Саморазряд электроскопа был мал и соответствовал 0,14 деления в минуту по шкале в окуляре. Эманация, испущенная 10^{-9} *г* радия в равновесии, создает перемещение на 11,5 деления в минуту, поэтому саморазряд был эквивалентен эманации, образованной радием весом $1{,}2 \cdot 10^{-11}$ *г*. Замечено, что в течение нескольких дней саморазряд обычно постепенно увеличивается, что, по-видимому, вызвано наличием небольших следов радия; однако если за 2 *час* до начала наблюдений электроскоп откачивался и наполнялся заново, саморазряд всегда уменьшался до того же значения. Поскольку для введения новой эманации сосуд всегда откачивался, эта особенность электроскопа не создавала неудобств. Измеряемый таким методом саморазряд оставался практически постоянным и в течение нескольких месяцев работы не изменялся больше чем на 10%.

Измерения движения золотого листка начинались через 3 *час* после введения эманации. К этому времени между активным осадком и эманацией устанавливалось примерное равновесие и за несколько часов происходило лишь очень небольшое изменение скорости движения. Калибровка и стандартизация электроскопа проводились с помощью стандартного раствора бромида радия, приготовленного Резерфордом и Болтвудом. Эманация, выделенная 10^{-9} *г* радия, передвигала золотой листок упомянутого электроскопа на 11,5 деления в минуту.

Можно надежно детектировать такое количество эманации, которое составляет 10% от саморазряда, т. е. этот электроскоп позволяет обнаружить наличие в растворе 10^{-12} *г* радия. В 10 раз большее количество можно было измерять с вероятной ошибкой не более нескольких процентов.

В описанных ниже экспериментах скорость роста радия в большинстве изученных растворов оказалась постоянной. Так как количество эманации в различных растворах определялось через нерегулярные интервалы времени, то необходимо рассмотреть, как показания электроскопа зависят от количества радия, находящегося в растворе в момент выделения эманации.

Пусть q_0 — первоначальное количество радия, а q — скорость роста радия. Тогда количество радия в растворе спустя время t равно $q_0 + qt$.

Предположим, что спустя время t_1 после приготовления раствора эманация полностью выделена, а через время t_2 измеряется ее количество. Если из постоянного количества радия эманация получается в течение времени t, то, как хорошо известно, относительное содержание равновесного количества образующейся эманации равно $1 - e^{-\lambda t}$, где λ — постоянная распада эманации радия.

Следовательно, через время t_1 после сбора количество эманации пропорционально

$$(q_0 + qt_1)(1 - e^{-\lambda t_2}) + q\int_0^{t_2} (1 - e^{-\lambda (t_2 - t)})\, dt.$$

Левая часть этого выражения соответствует количеству эманации, обусловленному наличием радия в растворе за время t_1, а интеграл — эманации, выделенной тем количеством радия, которое образовалось за время t_2.

После преобразования количество эманации пропорционально выражению

$$\left[q_0 + q\left(t_1 - \frac{1}{\lambda}\right)\right](1 - e^{-\lambda t_2}) + qt_2. \tag{1}$$

Это выражение соответствует наблюдаемой скорости движения золотого листка, так что, зная величины q_0, t_1, t_2 и λ, можно выразить значение q через число делений электроскопа в минуту.

Во всех описываемых экспериментах величина q оставалась постоянной в течение всего времени наблюдений. Величина q_0 — начальное количество радия — лучше всего определяется из первого измерения, если предположить, что скорость увеличения содержания радия в первые несколько дней равна скорости увеличения его содержания в последующие дни.

В качестве примера расчета этим методом рассмотрим измерения раствора, названного *актиний II* (см. § 7). Средняя скорость роста количества радия за неделю соответствовала 0,26 деления в минуту, т. е. эта скорость движения электроскопа обусловлена равновесным количеством эманации, образованной радием за неделю.

Первое измерение было проведено через 4 дня, и эманация из раствора вызвала движение электроскопа на 0,05 деления в минуту. Поскольку $t_1 = 0$, то приведенное ранее уравнение принимает вид

$$\left(q_0 - \frac{q}{\lambda}\right)(1 - e^{-\lambda t_2}) + qt_2 = 0{,}050.$$

Для удобства в качестве единицы времени выберем неделю. Поскольку эманация преобразуется наполовину за 3,8 дня, то

$$\lambda = 1{,}28\,(\text{неделя})^{-1}, \qquad q = 0{,}26 \text{ и } t_2 = \frac{4}{7} \text{ недели}.$$

Подставляя эти значения, находим, что $q_0 = 0{,}02$, т. е. эманация, выделенная находившимся вначале в растворе радием, вызвала бы движение электроскопа на 0,02 деления в минуту — как раз то количество, которое может быть еще обнаружено.

§ 4. Новые эксперименты

Часть упоминавшегося ранее загрязненного раствора актиния была подвергнута химической обработке, чтобы избавиться от радия. Для этого в раствор был добавлен сульфид аммония, что обеспечило осаждение актиния, причем радий оставался в растворе. Во время последовательных осаждений бо́льшая часть радия была удалена. Осадок растворялся в соляной кислоте и периодически измерялось содержание радия в растворе. Первоначальное содержание радия в растворе, названном *актиний I*, находилось описанным выше методом из первого измерения. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

Увеличение содержание радия в актинии I

Время, *дни*	Время накопления, *дни*	Наблюденное движение листков электроскопа, *дел/мин*	q, *дел/мин*	ql, *дел/мин*
4	4	2,13	0,56	0,32
11	7	3,33	0,58	0,91
18	7	3,74	0,58	1,49
25	7	4,12	0,56	2,00
32	7	4,53	0,56	2,56
38	6	4,65	0,60	3,26
53	15	7,25	0,55	4,16
82	29	10,10	0,56	6,56
121	7	9,36	0,54	9,33
		Среднее значение	0,566	

В первом столбце указано время, прошедшее после приготовления раствора; во втором — время накопления эманации; в третьем — наблюденное движение золотого листка в делениях в минуту, вызванное содержанием эманации в растворе. В четвертом столбце даны значения величины

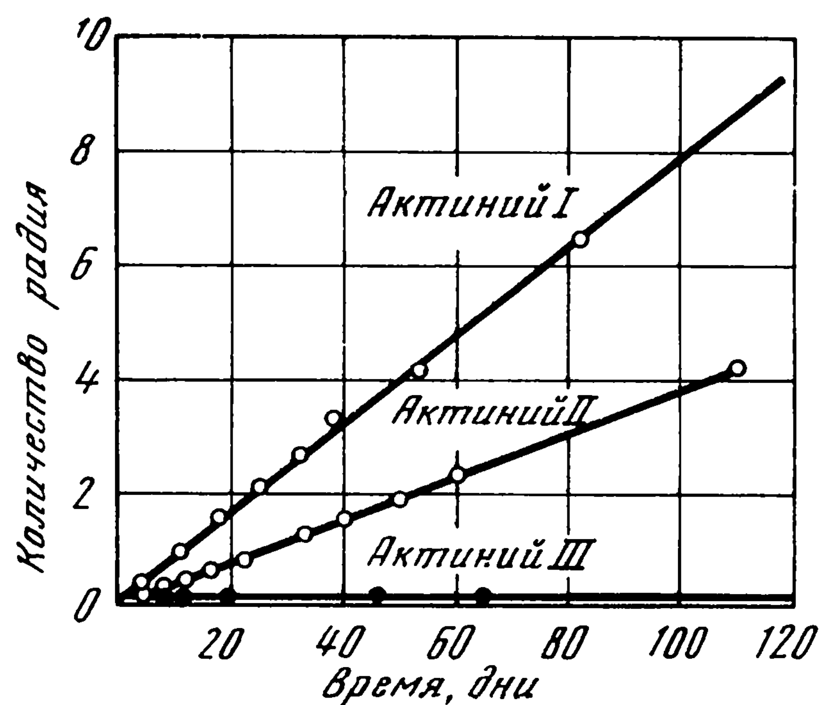


Рис. 1

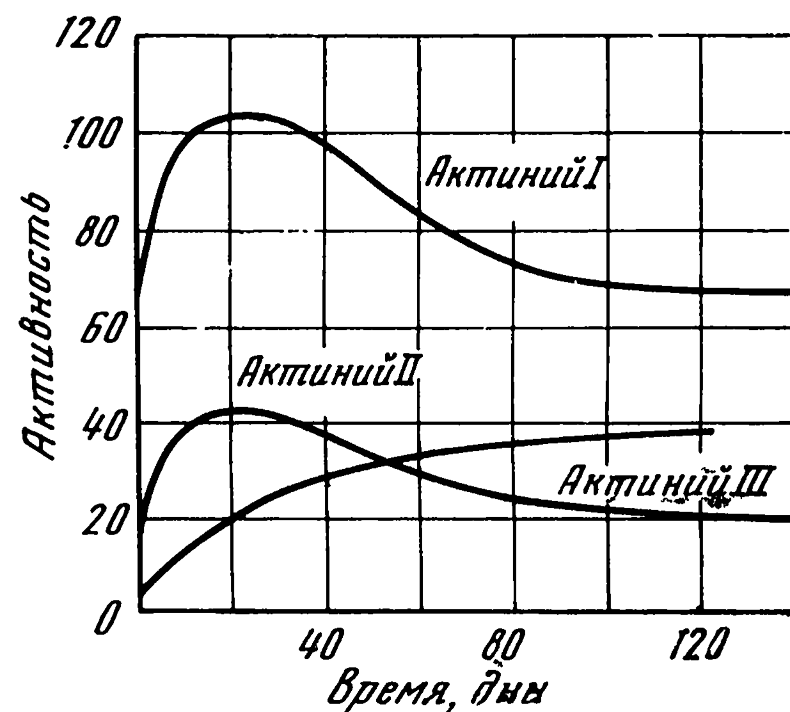


Рис. 2

q (среднее за неделю количество образующегося радия), вычисленные согласно уравнению (1) и выраженные в делениях электроскопа в минуту. Расчет величины q из каждого измерения проводился в предположении постоянства скорости увеличения количества радия со времени приготовления раствора. Количество содержащегося во время измерения радия в растворе qt дано в пятом столбце.

Первоначальное содержание радия соответствовало 3,96 деления в минуту.

Эти результаты изображены на рис. 1 кривой «Актиний I». По оси абсцисс отложено время в днях, а по оси ординат — содержание радия в делениях в минуту (взято из пятого столбца таблицы). Как из кривой, так из четвертого столбца таблицы видно, что в пределах экспериментальных ошибок скорость роста содержания радия постоянна в течение всего времени наблюдения, т. е. 121 день. За это время количество радия в растворе увеличилось в 2,36 раза по сравнению с первоначальным значением. Равновесное количество эманации из стандартного раствора с 10^{-9} *г* радия вызывает движение листка электроскопа на 11,5 деления в минуту. Таким образом, скорость увеличения количества радия в растворе составляла $4{,}9 \cdot 10^{-11}$ *г* в неделю, или, если предположить это значение постоянным, $2{,}55 \cdot 10^{-9}$ *г* в год.

§ 5. Измерения активности

Для контроля правильности результатов химических операций в течение длительного времени проверялась активность определенной части раствора. Была взята $^1/_{2000}$ часть раствора и полностью высушена на часовом стекле. В результате получена чрезвычайно тонкая пленка активного вещества, так что испускаемые α-лучи испытывали небольшое поглощение. С помощью электроскопа для α-лучей проверялась α-активность этой пленки. Изменение активности показано на рис. 2.

По оси ординат отложена активность в произвольных единицах, а по оси абсцисс — время в днях. Видно, что активность вначале возрастает, проходит через максимум в районе чуть больше 20 дней, а затем постепенно приближается к постоянной величине, примерно равной первоначальной активности. Это уменьшение активности по достижении максимума ясно показывает, что не весь актиний осаждался с помощью сульфида аммония. Кроме того, возрастание активности до максимума за 20 дней показывает, что количество радиоактиния, выделенного вместе с частью осажденного актиния, было больше обычного. Бóльшая часть актиния осталась в фильтрате. Радиоактиний в осадке образовал свежий актиний X, так что его удельное содержание возрастало. Постепенное уменьшение активности до постоянной величины связано с распадом лишнего радиоактиния вместе с продуктами его превращений. Кривая активности, как легко видеть, весьма сходна с кривыми, полученными Ганом [10], когда первоначально имеется излишек радиоактиния. Кривая активности, как видно, имеет большое значение для определения эффективности химического удаления различных продуктов, связанных с актинием.

§ 6. Эксперименты с актинием I

По истечении 121 дня в растворе с помощью аммония был выделен осадок, и снова в выделенном актинии измерялся рост количества радия. Целью этого эксперимента было проверить, действительно ли этот реагент столь же эффективен для отделения радия от актиния, как и сульфид аммония, а также насколько полно вместе с актинием выделяется вещество, образующее радий. Бóльшая часть радия была выделена при первом осаждении, однако скорость накопления радия в актинии при этом не изменилась. Этот результат очень важен, так как показывает, что радий растворяется в аммонии, тогда как вещество, которое его образует, не растворяется, но выпадает в осадок вместе с актинием. Измерение накопления радия в растворе проводилось в течение следующего периода в 184 дня, т. е. всего измерения велись 305 дней. За это время какого-либо изменения скорости увеличения количества радия не наблюдалось.

§ 7. Эксперименты с актинием II

Эксперименты с актинием I показали, что в обычном растворе актиния радий образуется с постоянной скоростью, однако осталось неясным, образуется ли радий непосредственно из актиния или из другого вещества, отделяемого обычно вместе с актинием. Продуктами актиния последовательно являются радиоактиний, актиний X, эманация, актиний A и актиний B соответственно с периодами полураспада 19,5; 10; 3,9 дня, 3,9 *сек*, 34 и 1,5 *мин*. Вопрос состоит в том, представляет ли собой радий конечный продукт актиния, т. е. образуется ли он из актиния B. Возможны два метода решения этого вопроса. Следует проверить; 1) является ли источником радия активный осадок радия (составленный из актиния A и B) и

2) изменится ли начальная скорость роста радия в актинии при удалении из него актиния X или радиоактиния.

В § 9 этой статьи будут описаны эксперименты, проведенные первым методом, поэтому здесь мы рассмотрим только второй метод.

Если радий образуется непосредственно из актиния В, то скорость его образования должна быть примерно пропорциональна количеству актиния X, так как уже через несколько часов быстро превращающиеся продукты актиния А и В достигнут с ним равновесия. Следовательно, если актиний X выделить из равновесного раствора актиния, то скорость роста содержания радия в растворе должна быть вначале очень малой, но постепенно возрастет по мере образования свежего актиния X. Поскольку период полураспада актиния X составляет 10 дней, скорость роста содержания радия должна за 10 дней достигнуть половины своей величины и примерно через 60 дней менее чем на 2% отличаться от конечной постоянной величины.

Чтобы проверить этот вопрос точно, необходимо, чтобы количество радия, первоначально содержавшееся в испытуемом растворе, было мало по сравнению с тем количеством, которое образуется за неделю. В случае актиния I первоначальное содержание радия было слишком большим, чтобы можно было определенно сказать, что скорость увеличения его количества в первые несколько дней совпадает со значением, определенным позже.

Для этой цели использовалась часть препарата актиния весом 0,32 *г*, о котором шла речь в § 2. Эта часть была растворена в соляной кислоте, а затем дважды производилось осаждение с помощью сульфида аммония и окончательно — аммонием, чтобы быть уверенным в почти полном удалении актиния X и радия. Эти операции прошли успешно, так что в полученном растворе актиния начальное содержание радия вызывало отклонение лишь на 0,02 деления электроскопа в минуту, тогда как скорость увеличения количества радия за неделю вызывала отклонение на 0,26 деления. Точное измерение содержания радия производилось через 4 дня, пока не стало ясно, что скорость увеличения количества радия постоянна. Результаты приведены в табл. 2 в таком же порядке, как и результаты по актинию I.

На рис. 1 показана зависимость количества радия от времени (кривая «Актиний II»); масштаб тот же, что и у кривой для актиния I.

Из четвертого столбца табл. 2 видно, что в пределах экспериментальных ошибок скорость накопления радия постоянна в течение всех 111 дней. Если бы радий образовывался непосредственно из актиния В, то скорость накопления радия за 8 дней была бы равна примерно 0,11, т. е. менее половины наблюдаемой в действительности величины. Таким образом, можно сделать следующие выводы: 1) радий не образуется непосредственно из актиния В; 2) если радий получается непосредственно из актиния, то между актинием В и радием должен существовать промежуточный продукт медленного превращения.

Таблица 2

Увеличение содержания радия в актинии II

Время изготовления, *дни*	Время накопления, *дни*	Наблюденное движение листка электроскопа, *дел/мин*	q, *дел/мин*	qt, *дел/мин*
4	4	0,05	0,26	0,15
8	4	0,120	0,23	0,26
12	4	0,194	0,24	0,41
16	4	0,265	0,24	0,55
22	6	0,443	0,23	0.72
33	11	0,965	0,27	1,27
40	7	1,06	0,275	1,57
50	10	1,44	0,255	1,82
60	80	1,85	0,27	2,32
111	51	3,93	0,259	4,11

В связи с моим отъездом из Монреаля эксперименты через 111 дней были прекращены. Электроскоп был перевезен в Манчестер, и время от времени проводились измерения раствора. Результаты указывают, что скорость увеличения количества радия оставалась постоянной в течение 246 дней.

§ 8. Эксперименты с актинием III

На рис. 2 показано изменение α-активности тонкой пленки раствора актиния II в том же масштабе, что и для актиния I. Из рисунка видно, что характер изменения активности весьма сходен с изменением активности актиния I и объясняется этот ход активности аналогичным образом.

Как и в первом случае, при добавлении сульфида аммония была осаждена лишь часть актиния. Остальной актиний находился в фильтрах. После соответствующей обработки фильтрата для выделения оставшегося актиния был добавлен аммоний. Получен очень небольшой осадок, весом менее $^1/_{100}$ веса осадка, полученного ранее с помощью сульфида аммония. Этот небольшой осадок содержал более $^3/_4$ актиния из первоначального препарата, что свидетельствует о достижении в экспериментальных условиях значительной концентрации актиния. Этот небольшой осадок (названный *актиний III*) был растворен в соляной кислоте, после чего измерялась его активность. Изменение этой активности показано на рис. 2 (кривая «Актиний III»). Большая часть актиния X была удалена с помощью аммония, а радиоактиний в основном был отделен вместе с актинием II. В результате в связи с образованием нового радиоактиния активность быстро возрастала и продолжала расти даже через 120 дней. Эта кривая по форме очень похожа на кривую, полученную Ганом [11] для роста α-ак-

тивности актиния, очищенного от всех его продуктов распада. После этого проверялось, не происходил ли в растворе актиния III увеличение количества радия. Результаты измерений приведены в табл. 3.

Таблица 3

Увеличение содержания радия в актинии III

Время, *дни*	Скорость разряда электроскопа *дел/мин.*	Скорость разряда, вызванная эманацией *дел/мин*
4	0,071	0,140
8	0,074	0,148
12	0,077	0,154
19	1,07	0,151
46	1,39	0,139
64	1,30	0,135
	Среднее	0,144

Во втором столбце указана связанная с эманацией наблюдаемая скорость разряда электроскопа, в третьем столбце — рассчитанная скорость разряда электроскопа, вызванная равновесным количеством эманации в предположении, что радий в растворе не накапливается. Если учитывать тот факт, что измерялась очень малая скорость разряда, то различие величин в третьем столбце не превышает экспериментальных ошибок.

Таким образом, результаты показывают ясно, что в растворе не происходит увеличения количества радия. Если какое-либо увеличение содержания радия и имеет место, то, во всяком случае, оно меньше 0,02 деления в минуту за 64 дня. Увеличение содержания радия в растворе актиния II за неделю, в котором актиния вдвое меньше, чем в растворе актиния III, соответствует 0,26 деления, т. е. 2,38 деления за 64 дня. Одно и то же количество актиния обусловливает в растворе актиния III в 200 раз меньший рост содержания радия, нежели в растворе актиния II.

Чтобы убедиться в том, что отсутствие увеличения содержания радия не может быть связано с какой-нибудь химической операцией, раствор по истечении 64 дней был снова обработан аммонием. Осадок растворялся в соляной кислоте, и снова проводились измерения содержания радия. При этой обработке первоначальное содержание радия уменьшилось с 0,14 до 0,04. В течение 20 дней никакого увеличения содержания радия не наблюдалось. Затем раствор был перевезен в Манчестер и проверялся периодически еще в течение 136 дней. За все 220 дней увеличение содержания радия составило менее 0,03, т. е. в 500 раз меньше предполагаемого нормального

§ 9. Эксперименты с активным осадком

Как мы видели в § 7, наблюдаемое постоянное увеличение содержания радия в растворе, очищенном от актиния X, свидетельствует о том, что актиний B непосредственно в радий не переходит. Этот результат был подтвержден измерениями роста содержания радия в активном осадке актиния. Активный осадок (актиний A и B) концентрировался на заряженной отрицательно платиновой пластинке в присутствии эманации, образованной активным твердым препаратом актиния. Было проведено четыре различных эксперимента, в которых платиновая пластинка выдерживалась соответственно 4,7; 7 и 14 дней. После экспонирования платиновая пластинка помещалась в раствор соляной кислоты для растворения осажденного вещества, а затем проверялось содержание радия в растворе, в котором находилась пластинка. Первые два эксперимента показали наличие измеримого количества радия, однако вторые два эксперимента, проведенные с еще большими предосторожностями во избежание радиевого загрязнения, не показали наличия заметного количества радия. Интересно кратко рассмотреть метод расчета количества радия, которого следует ожидать по теоретическим соображениям, если предположить, что актиний B переходит непосредственно в радий.

В качестве отправного пункта для расчета предположим, что в растворе актиний I (см. § 4) скорость роста содержания радия обычна, и сравним количество актиния B в этом растворе и на платиновой пластинке. В растворе актиния и его продуктов, распределенном тонким слоем, α-активность соответствовала 9,900 деления в минуту, тогда как активность платиновой пластинки, измеренная с обеих сторон пластинки сразу же после извлечения ее из эманации актиния, составляла 3,800 деления. Далее, актиний в равновесии содержит четыре α-активных продукта с длиной пробега соответственно 4,8; 6,55; 5,8 и 5,5 *см*, тогда как активный осадок имеет только частицы с длиной пробега 5,5 *см*. Если считать, что в первом приближении ионизация, вызванная α-частицами любого продукта, пропорциональна длине пробега частицы в воздухе, то количество содержащегося в растворе активного осадка соответствует активности, вызывающей движение на 2,400 деления в минуту. Следовательно, на платиновой пластинке количество радия должно составлять 1,6 от накопленного в растворе радия во время экспозиции платиновой пластинки в постоянном источнике эманации актиния.

Далее, рост содержания радия в этом растворе за неделю соответствовал 0,56 деления электроскопа в минуту. Значит, согласно этой гипотезе, экспонированная в течение двух недель платиновая пластинка должна содержать количество радия, соответствующее 1,8 деления в минуту. Фактически наблюдаемое количество соответствовало не более 0,01 деления, т. е. менее $^1/_{180}$ части теоретического количества. Этот результат окончательно показывает, что актиний B непосредственно в радий не переходит.

Однако это не исключает возможности существования между актинием В и радием промежуточного продукта медленного превращения. В этом случае с течением времени в растворе, содержащем платиновую пластинку, должен появиться радий.

§ 10. Обсуждение результатов

В приведенной ниже табл. 4 сведены все результаты экспериментов по росту содержания радия в различных растворах. Во втором столбце указана полная активность препаратов, находящихся в радиоактивном равновесии, выраженная в делениях в минуту электроскопа для α-лучей. Эта активность измерялась каждый раз отбором небольшой определенной части препарата в растворе, которая высушивалась на часовом стекле. В третьем столбце дана наблюдаемая скорость роста содержания радия за неделю, выраженная в граммах, а в четвертом — скорость роста содержания радия за год, причем предполагается, что все время эта величина остается постоянной. В пятом столбце указан рост содержания радия, отнесенный к одному и тому же количеству актиния; за единицу принята скорость роста содержания радия в растворе актиния I.

Таблица 4

Препарат	Суммарная активность препарата (постоянная)	Скорость роста содержания радия за неделю, $\times 10^{-11}$ г	Скорость роста содержания радия за год, $\times 10^{-9}$ г	Относительный рост содержания радия
Актиний I	9,900	4,9	2,55	1
Актиний II	3,000	2,3	1,2	1,5
Актиний III	6,000	Не измерялась	—	Не более 0,002
0,32 г актиния, измеренные за 2,7 года	12,900	5,6	2,9	0,97

Как видно из табл. 4, относительный рост содержания радия в актинии I очень близок по величине к росту содержания радия в 0,32 г актиния, измеренном за 2,7 года. Столь хорошее совпадение результатов, несомненно, случайно, если принять во внимание неопределенность измерения первоначального содержания радия в 0,32 г актиниевого препарата (см. § 2). В таблице отчетливо видна разница в относительных скоростях роста содержания радия в трех растворах.

Скорость роста содержания радия в растворе актиний II в 1,5 раза выше, чем в растворе актиний I, тогда как в растворе актиний III если накопление радия и происходит, то чрезвычайно медленно.

Все эти эксперименты могут быть легко объяснены на основе простой

гипотезы: в обычных актиниевых препаратах существует новая субстанция медленного превращения, которая непосредственно превращается в радий. Это новое вещество выделяется из минерала вместе с актинием обычными, применяемыми для отделения актиния методами. Однако по химическим свойствам оно отличается как от радия, так и от актиния и специальными химическими методами может быть от них отделено. Например, можно считать, что в препарате актиний I содержится нормальное количество вещества, образующего радий; в то же время во втором препарате это вещество содержится в излишке по сравнению с нормой. При обработке раствора II сульфидом аммония осаждается все это новое вещество и только часть актиния. Следовательно, фильтрат содержал актиний, но в нем не было следов исходного радиевого источника. В этих условиях должен наблюдаться относительно большой рост содержания радия в растворе актиния II и не наблюдаться в растворе актиния III.

На основе проведенных экспериментов нельзя определенно сказать, получается ли это новое вещество из актиния или оно просто связано с актинием точно так же, как барий всегда есть спутник радия. В первом случае в растворе актиния III постепенно рождается это новое вещество, и со временем в нем будет заметно расти содержание радия. Во втором случае в растворе актиния III никогда не будет роста содержания радия по сравнению с тем, что мы обычно наблюдаем. Возможно, что это новое вещество на самом деле есть промежуточный продукт между ураном и радием и что оно непосредственно связано с актинием.

Наблюдаемый постоянный рост содержания радия в растворе показывает, что вещество, породившее радий, характеризуется медленной скоростью превращения. Согласно минимальной оценке, его период не менее нескольких лет, а может быть, и значительно больше.

Сводка результатов

1) В течение всего времени наблюдения (305 дней) радий образовывался в актиниевых препаратах с постоянной скоростью.

2) Соответствующая химическая обработка позволила получить препараты актиния, в которых рост содержания радия происходит чрезвычайно медленно.

3) Активный осадок актиния непосредственно в радий не переходит.

4) Результаты показывают, что в обычных актиниевых препаратах существует новое вещество, которое медленно превращается в радий. Этот непосредственный предшественник радия может быть химически отделен как от радия, так и от актиния.

5) Проведенные эксперименты не были достаточно длительными, и не удалось установить, имеет ли этот непосредственный предшественник радия генетическую связь с актинием или нет.

Сейчас ставятся эксперименты для разработки более определенных методов выделения и изолирования этого нового вещества, что позволит изучить его физические и химические свойства и определить положение в длинном ряду превращений урана.

Манчестер, 20 сентября 1907 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.*, *Soddy F.* Philos. Mag., 1903, May, **1**, 590, 670.
2. *Boltwood B.* Philos. Mag., 1905, April.
3. *Strutt R.* Proc. Roy. Soc., 1905, March 2.
4. *Mc Coy H.* Ber. Dtsch. Chem. Ges., 1905, N 11, 2641.
5. *Rutherford F.*, *Boltwood B.* Amer. J. Sci., 1906, July, 1, 856.
6. *Soddy F.* Philos. Mag., 1905, June; 1907, August.
7. *Boltwood B.* Amer. J. Sci., 1905, September.
8. *Boltwood B.* Nature, 1906, November 15.
9. *Rutherford E.* Philos. Trans., 1904, **A**, **218**.
10. *Hahn O.* Philos. Mag., 1907, January.
11. *Hahn O.* Philos. Mag., 1907, June.

9

СПЕКТР ЭМАНАЦИИ РАДИЯ*

(Совместно с Т. Ройдсом)

Несколько месяцев назад Венская Академия наук любезно предоставила одному из нас во временное пользование препарат радия, содержащий 250 *мг* радия. Сразу же начались работы по очистке образующейся эманации и определению ее объема. Отчет об этих исследованиях был зачитан в Венской Академии наук 2 июля. Было обнаружено, что максимальный объем эманации, выделяемый 1 *г* радия, находится в хорошем согласии с расчетом (около 0,6 *мм*^{3}), а начальный объем составлял примерно $^1/_{10}$ часть от величины, определенной Рамзаем и Камероном [1]. Во время проведения этой работы мы имели возможность проверить чистоту эманации спектроскопом, пропуская электрический разряд в капилляре, в котором измерялся объем эманации. В течение последних 2 месяцев мы четыре раза визуально наблюдали спектр эманации радия с помощью спектроскопа Хильгера с непосредственным отсчетом; более точное измерение спектра мы откладывали до тех пор, пока не окончатся измерения объема. К настоящему времени мы сфотографировали спектр эманации с помощью призмы с длиной основания 2 *дюйма*. Чистая эманация, соответствующая равновесному количеству, образованному 130 *мг* радия, была сконденсирована жидким воздухом в откачанной спектральной трубке емкостью примерно 50 *мм*^{3}, имеющей тонкие платиновые электроды. Сразу же были получены две фотографии: на одной было примерно 30 интенсивных линий, а на другой при более длинной экспозиции — более 100 линий.

Для сравнения использовался спектр из гелиевой трубки. Цвет разряда в трубке был голубоватый. Визуальные наблюдения спектра проводились во время фотографирования.

Когда эманация с помощью жидкого воздуха конденсировалась на стенке трубки, подавляющее большинство линий в момент конденсации исчезло, что легко было установлено по фосфоресценции стекла. Цвет разряда при этом полностью изменился и становился бледно-розовым. В момент испарения линии эманации вспыхивали снова. В спектре наблюдались также линии водорода, которые делались намного ярче при конденсации эманации. В предыдущих экспериментах разряд происходил в отсутствие электродов и линии водорода не наблюдались. Их появление в настоящем

---

* Nature, 1908, 78, 220.

эксперименте, по-видимому, обязано платиновым электродам. При наблюдениях интенсивности фосфоресценции, когда эманация была сконденсирована, отмечалось постепенное уменьшение количества чистой эманации в трубке по мере увеличения времени разряда. Однако спектр эманации сохранялся, пока практически вся эманация не осаждалась на стенках трубки. По фосфоресценции стенок трубки было видно, что поглощенная эманация распределена почти однородно. Этот эффект мы наблюдали несколько раз.

Впервые спектр эманации наблюдали в 1904 г. Рамзай и Колли, которые визуально измерили длины волн примерно 11 линий. Они показали, что спектр эманации представляет собой яркий линейчатый спектр с четко выраженными линиями. Мы наблюдали визуально также слабый полосатый спектр в желтой области, интенсивность которого при конденсации эманации немного уменьшалась. Однако этот спектр, по-видимому, не принадлежит собственно эманации. Длины волн линий на фотопластинке точно измерялись нами с помощью аппарата Кейсера. Точность измерений проверялась по некоторым известным линиям водорода. В большинстве случаев хорошо заметные линии измерены с ошибкой менее 0,5 Å. Ниже в таблице указаны длины волн хорошо заметных линий.

Интенсивность	Измеренная длина волны	Примечания	Интенсивность	Измеренная длина волны	Примечания
5	5721	Визуально	15	4350,3	
		Р и К — 5725	7	4340,9	H = 4340,66
8	5589	Визуально	4	4225,8	
3	5393	То же	10	4203,7	
4	5084,5		7	4188,2	
4	4979,0	Р и К — 4985	20	4166,6	
10	4861,3	H = 4861,49	10	4114,9	
4	4817,2		2	4102,2	H = 4101,85
5	4721,5		4	4045,4	
10	4681,1	Р и К — 4690	15	4018,0	
10	4644,7	Р и К — 4650	12	3982,0	
8	4625,8	Р и К — 4630	7	3957,5	
7	4609,9		4	3917,5	
4	4604,7		—	3888,9	H = 3889,15
7	4578,7		6	3867,6	
9	4509,0		10	3753,6	
10	4466,0		7	3739,9	
8	4435,7		10	3664,6	
6	4391,8		5	3622,2	
4	4372,1				

Для сравнения приведены значения длин волн, полученные ранее Рамзаем и Колли (эти результаты помечены буквами Р и К). Помимо этого, даны значения трех наиболее заметных линий в желтой и зеленой областях спектра.

Более детальный перечень линий будет опубликован позднее. Насколько нам известно, 25 июня на заседании Королевского общества В. Рамзай показал фотографии спектра эманации. Интересно было бы сравнить эти два спектра.

Манчестерский университет, 4 июля 1908 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ramsay W.*, *Cameron.* J. Chem., 1907, 1266.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМАНАЦИИ РАДИЯ

I. ОБЪЕМ ЭМАНАЦИИ *

Из 1 *г* радия в равновесии получается определенное количество эманации радия, равное q/λ, где q — скорость образования эманации в секунду, а λ — ее радиоактивная постоянная. Если принять за величину полураспада эманации 3,75 дня, то для λ получим значение $^1/_{468\,000}$. На основе известных нам радиоактивных данных я рассчитал при различных предположениях объем эманации (при нормальных давлении и температуре), который может образовать 1 *г* радия [1]. В простейшем и наиболее вероятном случае предполагается, что при распаде атома радия испускается одна α-частица и он становится атомом эманации. Если считать, что каждая α-частица имеет обычный заряд иона e, равный $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*, то согласно расчетам объем эманации, образованной 1 *г* радия, должен быть равен 0,8 *мм*³. В более поздней работе [2] было показано, что заряд α-частицы, по-видимому, равен $2e$. Тем самым вычисленный выше объем эманации должен быть вдвое уменьшен. Недавно совместно с Гейгером мы точно измерили число α-частиц, испускаемых в 1 *сек* 1 *г* радия, и заряд каждой α-частицы. На основании этих данных мы вычислили, что объем эманации равен 0,57 *мм*³ — эта величина лежит примерно посередине между приведенными выше двумя значениями [1].

Первые эксперименты по непосредственному измерению объема эманации были проведены Рамзаем и Содди [4]. После соответствующей обработки эманация конденсировалась в стеклянной трубке, окруженной жидким воздухом. Оставшиеся газы откачивались, и эманация после испарения поднятием ртути переводилась в капиллярную трубку, где и измерялся ее объем. Исходя из объема газа, собранного за 2 дня, Рамзай и Содди сделали вывод, что объем эманации был примерно равен 1,2 *мм*³.

Позднее Рамзай и Камерон [5] провели подобным же методом целый ряд систематических измерений объема эманации. Они пришли к выводу, что объем эманации примерно равен 7,07 *мм*³, и предположили, что меньшая величина объема эманации, полученная Рамзаем и Содди, объясняется большей степенью откачки эманации в течение эксперимента. Полученная в их эксперименте величина объема эманации (7,07 *мм*³) совершенно другого

---

* Philos. Mag. 1908, August, ser. 6, 16. Доложено Венской Академии наук 2 июля 1908 г.

[1] Отчет об этой работе представлен Королевскому обществу 18 июня 1908 г. [3].

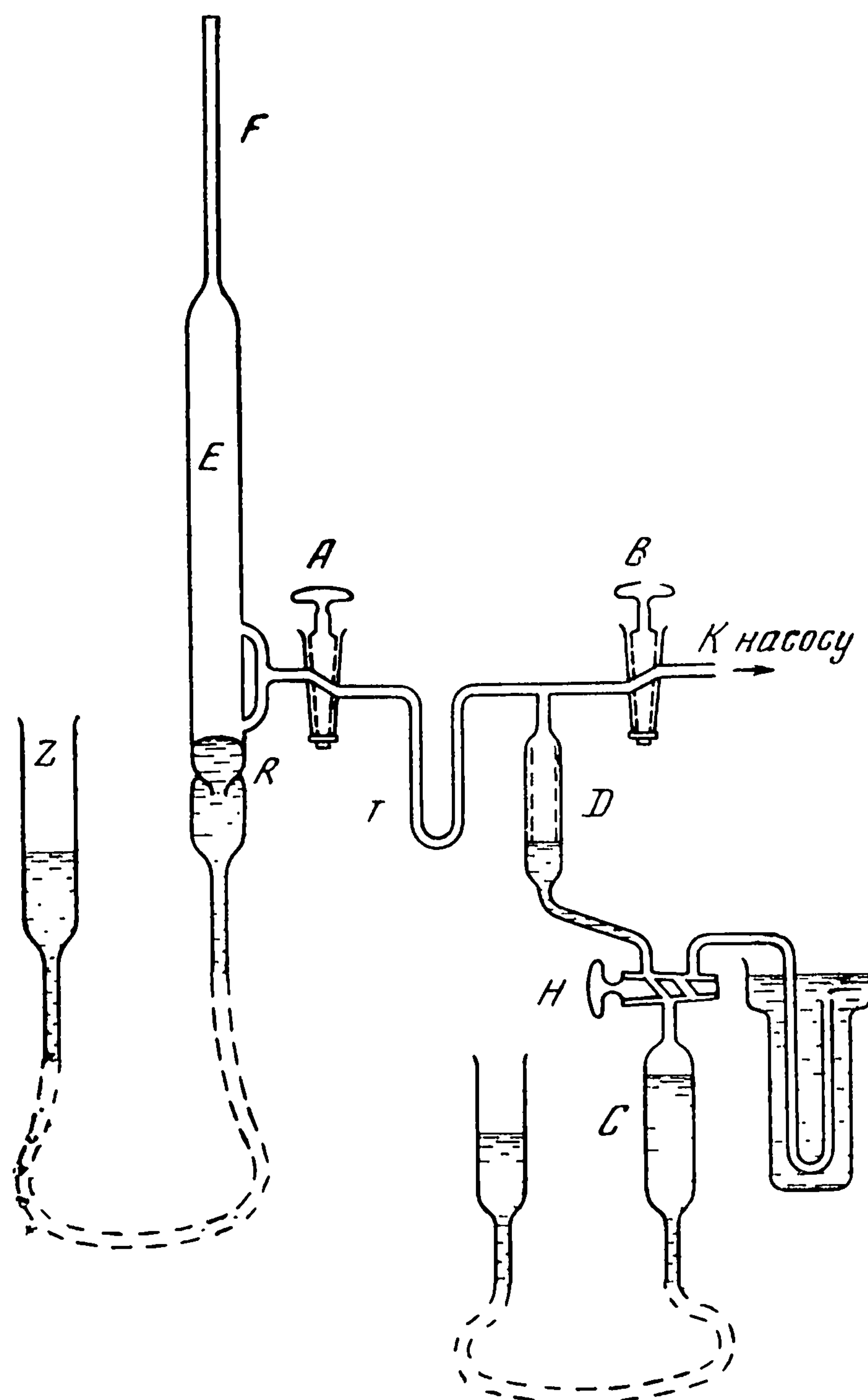
порядка, чем расчетный объем (0,57 *мм*^{3}). Необходимо выяснить причину столь большого расхождения между теорией и экспериментом. Если экспериментальное значение окажется верным, то это означает, что большинство радиоактивных данных и теория, на которой основывались расчеты, глубоко ошибочны. Проблема получения беспримесной эманации радия, помимо интересующего нас вопроса сравнения теории с экспериментом, имеет огромное практическое значение. Чистая эманация необходима не только для тщательного изучения физических и химических свойств этого замечательного газа, но она требуется и в экспериментах, подобных тем, которые были начаты Рамзаем и Камероном [6], когда эманация радия добавлялась в различные растворы и определялись образующиеся продукты.

Благодаря щедрости Венской Академии наук мне недавно предоставлен во временное пользование радиевый препарат, содержащий 250 *мг* радия. Сразу же были начаты эксперименты по очистке эманации, образующейся этим препаратом радия, и определению ее объема. В общем было проведено большое число экспериментов, однако для краткости я приведу здесь лишь основные результаты, полученные в этих исследованиях.

Выделение эманации

Существуют два основных метода получения эманации, испускаемой радиевым препаратом,— нагревание и растворение. Мы использовали оба метода.

В более ранних экспериментах радиевый препарат помещался в тонкую кварцевую трубку, которая вкладывалась в кварцевую трубку бо́льших размеров. Последняя трубка нагревалась до необходимой температуры с помощью электрической печки. При температуре плавления барий-радиевого хлорида (примерно 830° С) [7] высвобождается практически вся эманация. После предварительного нагревания выделилось очень малое количество радиоактивного газа, объем которого был настолько мал, что для полной откачки эманации оказалось необходимым добавить небольшое количество водорода или кислорода. В дальнейших экспериментах радиевый препарат находился в растворе в кварцевой трубке. Эманация откачивалась вместе с большим количеством водорода и кислорода, образующегося в растворе. По методу Рамзая и Камерона кислород и водород удалялись с помощью электрических искр, и для уменьшения содержания водорода добавлялось небольшое количество кислорода. Эманация, смешанная примерно с 1 *см*^{3} водорода, собиралась затем над ртутью в маленькой бюретке, в которой находился кусочек каустической соды для поглощения двуокиси углерода. Прибор для очистки эманации и измерения ее объема показан на рисунке. Измерительная часть состояла по существу из прибора Мак-Леода. Капиллярная трубка длиной 15 *см* и диаметром 0,58 *мм* была присоединена к длинной стеклянной трубке объемом примерно 25 *см*^{3}. При поднятии резервуара Z, когда кран A закрыт, газ в



трубке E сжимался и его объем измерялся в капилляре F. Ртутная ловушка R применялась для того, чтобы избежать попадания какого-либо газа, который мог бы распространяться вдоль поверхности стекла. Основные черты метода очистки эманации лучше всего будут видны из описания эксперимента [1].

Прежде всего весь прибор откачивался до высокого вакуума ртутным насосом. Эманация, переносимая с помощью 1 *см*³ газа, вводилась через ртуть в резервуар C. Краны A и B были закрыты, и при поднятии резервуара с ртутью эманация через кран H, проходя по трубке D, покрытой каустической содой, попадала в U-образную трубку T. Для конденсации эманации U-образная трубка T объемом около 1,5 *см*³ была окружена жидким воздухом. Полная конденсация эманации происходила путем последовательного поднятия и опускания ртути в резервуаре. Затем открывался кран B и несконденсировавшиеся газы полностью откачивались. После этого ртуть в трубке D опускалась в положение, указанное на рис. 1 штри-

[1] При проведении этой работы мне очень помогли развитые Рамзаем и другими методы обращения с малыми количествами газов [8].

ховой линией, и жидкий воздух убирался. После испарения эманация на несколько часов оставлялась в трубке D в контакте с каустической содой для удаления оставшихся следов двуокиси углерода. Затем U-образная трубка погружалась в сосуд с пентаном, который был охлажден с помощью жидкого воздуха до температуры, промежуточной между температурой конденсации эманации (—150° С) и температурой жидкого воздуха (—186° С). После этого весь прибор снова откачивался ртутным насосом и часть эманации, испарившейся во время этого процесса, удалялась насосом. Наконец, когда достигался очень высокий вакуум, жидкий воздух удалялся, закрывался кран B и эманация после испарения могла проходить в трубку E. Так как объем U-образной трубки был меньше объема трубки E, бóльшая часть эманации после испарения переходила в трубку E. Эксперименты проводились в темной комнате, так что момент почти полного испарения эманации можно было наблюдать по внезапной фосфоресценции трубки E, когда в нее попадала эманация. Затем кран A закрывался и объем эманации в капилляре измерялся через определенные интервалы времени.

Измерения активности

В экспериментах такого рода весьма важно точно определить количество радия в капилляре, в котором измеряется его объем. Это делалось сравнением γ-активности эманации в капилляре с активностью стандартного образца бромида радия, тепловой эффект которого составляет 110 *кал/г·час*. Когда эманация переводится в капилляр, оставшаяся в U-образной трубке и соединениях эманация полностью откачивается и все источники γ-излучения относятся на некоторое расстояние. Небольшой, закрытый свинцом электроскоп устанавливался на расстоянии 76 *см* от капилляра с эманацией, и скорость его разряда измерялась через 3 *час* после введения эманации. Отношение γ-активности к активности стандартного образца есть мера количества эманации, выраженная в единицах равновесного количества, содержащегося в 1 *мг* чистого радия. Измерения γ-активности эманации производились ежедневно. Эксперимент показал, что сильно концентрированная эманация, сжатая в малом объеме, имела обычную скорость распада, т. е. период полураспада составлял 3,75 дня. Измерения этой характеристики эманации существенны, если требуется точность. Нет достаточных оснований предполагать, что вся эманация, образованная за определенный интервал времени, откачивается из раствора радия. Кроме того, небольшая часть эманации остается при каждом переводе эманации из одного сосуда в другой. Следует сказать, что в большинстве экспериментов количество эманации, объем и активность которой измерялись, было эквивалентно равновесному количеству 60—140 *мг* радия. Количество откачиваемой во время эксперимента эманации обычно соответствовало 20 или 30 *мг* радия.

Обсуждение экспериментов

Предварительные эксперименты показали, что объем эманации действительно намного меньше обнаруженного Рамзаем и Камероном; чистота эманации проверялась спектроскопическим методом в самом капилляре без использования электродов. Нижняя и верхняя части капилляра обертывались оловянной фольгой, и с помощью небольшой индукционной катушки в капилляре создавался разряд. Спектр измерялся спектроскопом Хильгера, с помощью которого можно было непосредственно отсчитывать длины волн линий. В предварительных экспериментах наблюдался обычный полосатый спектр двуокиси углерода с некоторыми линиями ртути и иногда с несколькими другими очень слабыми линиями. Затем были приняты необходимые меры, чтобы избавиться от двуокиси углерода. Вместо обычной смазки для смазки кранов была применена пятиокись фосфора. До введения в U-образную трубку эманация всегда некоторое время находилась в присутствии твердой каустической соды. Кроме того, после откачки несконденсировавшихся газов эманация оставлялась в контакте с трубкой D, которая была покрыта слоем каустической соды. Тем не менее сразу же выяснилось, что все эти меры предосторожности не обеспечили удаление следов двуокиси углерода. Была сделана попытка удалить бо́льшую часть остающейся CO_2 фракционной дистилляцией, причем для температурной регулировки использовалась пентановая ванна, но успех был лишь частичным. По-видимому, это говорит о том, что эманация предпочитает конденсироваться вместе с присутствующим CO_2 и при увеличении температуры выделяется вместе с ним.

Наконец, после большого числа экспериментов было обнаружено, что существенно оставить эманацию после очистки от других газов на 5 или 6 *час* (лучше на 24 *час*) в контакте с покрытой каустической содой трубкой D. Когда это было проделано, то оказалось, что объем газа, полученного в капилляре, намного уменьшился и спектр двуокиси стал намного слабее. Причина, по которой необходимо столь длительное выдерживание в каустической соде, не совсем ясна. Быть может, это связано с очень медленным поглощением оставшихся следов двуокиси углерода каустической содой. Возможно, однако, что приписываемый CO_2 спектр в действительности принадлежит моноокиси углерода в присутствии кислорода. По этому поводу спектроскописты не пришли к единому мнению.

Если мешающим газом является CO, то прежде всего необходимо перевести его под действием эманации в присутствии кислорода в CO_2, после чего поглотить каустической содой. Это могло бы объяснить, почему для полного поглощения необходимо столь долгое время. Из накопленного мной опыта следует, что для очистки эманации целесообразна откачка оставшихся газов при температуре ниже температуры испарения эманации, но значительно выше температуры жидкого воздуха, а также длительное пребывание эманации в каустической соде. Практически все

известные неактивные газы откачиваются первым методом. Я думаю, что полученный Рамзаем и Камероном большой объем эманации может быть объяснен присутствием, помимо эманации, других газов, которые конденсируются при температуре жидкого воздуха.

Изменения объема

Рамзай и Камерон [6] привели несколько примеров изменения объема, наблюдавшегося в их экспериментах по измерению объема эманации. Объем газа в капилляре обычно в течение первых двух часов быстро уменьшался примерно вдвое, а затем это уменьшение происходило медленнее. Я наблюдал очень похожие явления, когда в своих экспериментах использовал неочищенную эманацию. В некоторых случаях объем за несколько часов уменьшался более чем вдвое, после чего в течение недели наблюдалось лишь очень небольшое изменение объема. В других экспериментах наблюдалось не уменьшение объема, а его увеличение в течение нескольких часов, порой вдвое по сравнению с первоначальной величиной, а затем со временем медленное уменьшение. Расширение или сжатие объема во многих случаях не было прямо связано с изменением объема собственно эманации, так как истинный объем присутствующей эманации в некоторых экспериментах на самом деле составлял не более 20% от общего объема [1]. Трудно объяснить эти расширения и сжатия чем-либо другим, кроме возможного соединения или диссоциации газов, смешанных с эманацией, под действием мощного излучения, испускаемого эманацией. Пока эксперименты не будут проведены с достаточно известным газом или газами, добавленными к чистой эманации, мы можем лишь делать предположения о природе присутствующих газов и образующихся соединений или диссоциаций. Существует, однако, еще одно явление, которое может играть существенную роль в изменениях объема, особенно при использовании почти чистой эманации. Считают, что к положительным и отрицательным ионам, образующимся в газе при обычном давлении, присоединяются группы молекул, движущиеся вместе с ним. Поскольку сама эманация и связанные с ней газы сильно ионизованы, то возможно, что благодаря рождению большого числа таких скоплений эффективный объем может уменьшиться. Согласно такой точке зрения, наблюдаемое в течение первых двух часов уменьшение объема частично может быть связано с увеличением числа скоплений вследствие увеличения излучения, испускаемого радием С.

---

[1] Рамзай и Камерон объясняли наблюдавшееся в их экспериментах уменьшение объема предположительным переходом эманации из одноатомного газа в двухатомный. Поскольку в этих экспериментах эманация составляла, безусловно, менее 20% объема, такое объяснение неприемлемо.

Экспериментальные результаты

В этом разделе мы приведем несколько примеров, иллюстрирующих первоначальные изменения объема. Используемая во всех экспериментах капиллярная трубка была изготовлена из иенского силикатного стекла с очень постоянным центральным отверстием диаметром 0,58 *мм*. Капиллярная поправка была равна 14 *мм* рт. ст. Под действием эманации трубка медленно приобретала коричневый цвет. При ее нагревании до температуры термолюминесценции стекло снова становилось совершенно светлым. Перед началом каждого эксперимента для удаления остаточных газов капилляр нагревался. Во всех случаях газы в капилляре в пределах экспериментальных ошибок подчинялись закону Бойля.

Эксперимент I. Этот опыт иллюстрирует возрастание объема, наблюдаемое в том случае, когда эманация радия имеет большое содержание примеси. Согласно непосредственным измерениям, количество эманации в капилляре соответствовало 67 *мг* чистого радия.

Время после введения радия в капилляр, *мин*	Объем газа в капилляре при нормальном давлении и комнатной температуре, *мм*³	Время после введения радия в капилляр, *мин*	Объем газа в капилляре при нормальном давлении и комнатной температуре, *мм*³
2	0,154	64	0,280
6	0,169	71	0,291
17	0,201	81	0,297
28	0,235	3,9 *час*	0,346
41	0,260	21 *час*	0,355
50	0,270		

Через 24 *час* спектр газа в капилляре был измерен. Был заметен спектр двуокиси углерода. Кроме линии ртути, наблюдалось еще несколько других линий, которые не удалось точно идентифицировать. Первоначальный объем, равный 0,154 *мм*³, соответствовал 67 *мг* радия, следовательно, 1 *г* радия соответствовал объем 2,3 *мм*³. Через 21 *час* конечный объем соответствовал 5,2 *мм*³/*г*. Как показали спектральные измерения, в этом случае эманация была сильно загрязнена и содержала, по-видимому, большое количество CO или CO_2.

Эксперимент II. Теперь приведем пример сокращения объема. В этом случае эманация была намного чище, чем в эксперименте I. До введения в капилляр эманация 4 *час* находилась в присутствии каустической соды. Количество эманации в капилляре соответствовало 130 *мг* радия.

Первоначальный объем эманации, испущенной 1 *г* радия, соответствовал 1,32 *мм*³. С учетом распада эманации минимальный объем через 17 *час* составлял 0,59 *мм*³ на 1 *г* радия. Таким образом, через 17 *час* объем эманации соответствовал 0,4 первоначального его значения. Пройдя через

Время после введения эманации в капилляр, *мин*	Объем газа в капилляре при нормальном давлении и комнатной температуре, *мм*³	Время после введения эманации в капилляр, *час*	Объем газа в капилляре при нормальном давлении и комнатной температуре, *мм*³
2	0,171	5,9	0,097
5	0,169	17	0,069
10	0,165	44	0,075
18	0,158	92	0,079
26	0,150	161	0,080
37	0,135	185	0,119
56	0,126	209	0,125
70	0,120	257	0,125
91	0,106		

минимум, объем снова стал увеличиваться, хотя и не совсем регулярным образом. В конце эксперимента, т. е. после того, как эманация около 11 дней находилась в капилляре, описанным выше способом наблюдался спектр газа в капилляре. *Был получен прекрасный спектр, в котором проявились все линии гелия.* Был виден также спектр CO_2, хотя интенсивность его была слабее, чем у гелия. Кроме линий ртути, было замечено несколько неидентифицированных ярких линий. Этот результат подтверждает хорошо известный эксперимент Рамзая и Содди, которые обнаружили, что в трубке, содержащей эманацию радия, через некоторое время появляется спектр гелия. Теперь понятна причина увеличения объема после прохождения через минимум.

Если предположить, что α-частицы — это атомы гелия, то вначале гелий будет попадать в стекло. Через некоторое время часть гелия постепенно выделится и добавится к объему эманации и других присутствующих газов. Трудно с уверенностью сказать, какая часть гелия задерживается в стекле капилляра. Если мы предположим, что величина первоначального объема эманации была примерно такая же, как и в минимуме, т. е. 0,059 *мм*³, то объем гелия должен быть примерно в три раза больше этой величины. Все это в предположении, что каждая вылетающая α-частица есть атом гелия. Конечный объем через 11 дней составил 0,125 *мм*³ и, по-видимому, главным образом состоял из гелия.

Эксперимент III. На этот раз эманация, простоявшая над каустической содой 18 *час*, была очень тщательно очищена. Количество наличной эманации соответствовало 130 *мг* радия. Первоначальный объем составлял 0,097 *мм*³. Это соответствует объему 0,80 *мм*³ на 1 *г* радия. В течение 15 *мин* никакого определенного изменения объема не отмечалось, затем эманация была снова сконденсирована в откачиваемой U-образной трубке с помощью пентановой ванны. При повторном введении эманации в капилляр был получен почти тот же первоначальный объем.

Для проверки чистоты эманации измерялся спектр газа в капилляре. Получился новый спектр ярких линий, обусловленный несомненно самой эманацией. Наблюдались также некоторые полосы спектра двуокиси углерода. Сразу же были начаты точные измерения длин волн новых линий. Еще до окончания измерений большинство линий, обусловленных эманацией, внезапно исчезло, а спектр двуокиси углерода стал более ярким. Объем газа в капилляре также значительно уменьшился. По фосфоресценции было видно, что эманация пристала к стенкам капилляра и лишь часть ее находилась в газообразном состоянии. В течение 2 дней эманация оставалась связанной со стенками и только при сильном нагревании трубки была окончательно высвобождена. По-видимому, при определенных условиях, обусловленных прохождением разряда, эманация была вынуждена проникнуть в стенки трубки или окклюдироваться в ней.

Эксперимент IV. В этом опыте эманация после предварительной очистки находилась 5 *час* над каустической содой. Первоначальный объем был равен 0,126 *мм*^{3}. Объем оставался постоянным примерно в течение 20 *мин*, после чего медленно уменьшался, достигнув через 17 *час* величины 0,076 *мм*^{3}. Первоначальное количество эманации радия соответствовало 130 *мг* радия. Таким образом, первоначальный объем эманации соответствовал 0,97 *мм*^{3} на 1 *г* радия, а наименьший объем с поправкой на распад эманации за это время — 0,66 *мм*^{3} на 1 *г* радия.

Эксперимент V. Используемая в эксперименте IV эманация была снова сконденсирована в U-образной трубке и затем оставлена на 24 *час* в присутствии каустической соды. После дальнейшей обработки эманация была впущена в капилляр. Первоначальный объем был равен 0,083 *мм*^{3}. Как и в эксперименте IV, объем оставался примерно постоянным в течение 20 *мин*, после чего начал медленно уменьшаться. Через 4 *час* он был равен 0,046 *мм*^{3}. Количество эманации радия в трубке стало равно 76 *мг* радия. Следовательно, первоначальный объем эманации на 1 *г* составлял 1,05 *мм*^{3}, а через 4 *час* снизился до 0,58 *мм*^{3}.

Затем был проверен спектр газов в капилляре. Как и раньше, помимо некоторого количества новых линий, обусловленных эманацией, был виден спектр двуокиси углерода. Длины волн их были измерены. Ни в этом, ни в других экспериментах никаких следов линий водорода не наблюдалось. После того как в течение 2 *час* в трубке происходил разряд, большинство обусловленных эманацией линий исчезло. Затем было обнаружено, что большая часть эманации, как и в предыдущем опыте, пристала к поверхности капилляра. Я считаю, что заметная интенсивность спектра двуокиси углерода не может быть приписана присутствию значительного количества этого газа, смешанного с эманацией еще до создания разряда. Скорее, этот газ получается при разряде и обусловлен, по-видимому, наличием следов какого-либо органического вещества на поверхности ртути. Достоверность этой точки зрения была подтверждена тем фактом, что после удаления путем откачки всех оставшихся газов и

эманации яркость спектра двуокиси углерода не изменилась [1]. Я намерен в следующей статье привести более подробное описание этих и других экспериментов по определению спектра эманации радия. В данных исследованиях спектр был получен просто при проверке чистоты эманации в капилляре.

Сводка результатов

Для удобства ниже сведены результаты экспериментов II—V по определению объема эманации.

Эксперимент	Первоначальный объем эманации на 1 *г* радия, *мм*^{3}	Конечный объем эманации на 1 *г* радия, *мм*^{3}
II	1,32	0,59
III	0,80	—
IV	0,97	0,66
V	1,05	0,58

Приведенные значения объемов относятся к нормальному давлению и комнатной температуре (около 16° С). Если привести эти величины к стандартной температуре, то объем уменьшится примерно на 5%. Следовало бы учесть также малую, но неопределенную поправку на эффект нагревания эманации. Как мы уже видели, расчетный объем при нормальных давлении и температуре равен 0,57 *мм*^{3}. Из приведенной таблицы видно, что наименьший измеренный объем эманации равен 0,80 *мм*^{3} на 1 *г* радия, а наименьший объем после его уменьшения 0,58 *мм*^{3}. Объем эманации до его уменьшения по измерениям Рамзая и Камерона составлял 7,07 *мм*^{3} на 1 *г*. Было отмечено, что в течение первых нескольких часов, если только не создавался разряд, заметного поглощения эманации в капилляре не происходило и она полностью освобождалась при понижении ртути. Поэтому кажется вероятным, что истинный объем эманации, скорее всего, это та величина объема эманации, которая бывает после его уменьшения, а не в начале измерений. Исходя из этого, имеем хорошее согласие (насколько это позволяет ожидать характер экспериментов) между конечной величиной объема, т. е. 0,59; 0,66 и 0,58 *мм*^{3}, и расчетным его значением, равным 0,57 *мм*^{3}.

Как мы уже видели, трудно удовлетворительно объяснить начальное сокращение объема. Прежде чем это может быть сделано, необходимо провести большое число дальнейших исследований. Описанная в этой статье

[1] Более поздние измерения подтвердили правильность этого объяснения. Очищенная описанным способом эманация была введена в спектральную трубку с платиновыми электродами. В полученном при разряде спектре никаких следов полосатого спектра двуокиси углерода не было обнаружено.

работа носит лишь предварительный характер, и мы надеемся в следующей статье привести результаты более полного исследования объема эманации и его изменений.

Замечания о конденсации эманации

Если эманация находится почти в чистом состоянии, ее конденсация происходит чрезвычайно быстро при любой температуре ниже ее температуры конденсации (— 150° C). В том случае, когда эманация находилась в U-образной трубке (см. рис.), медленное движение жидкого воздуха ко дну трубки вызывало в некоторых случаях конденсацию в чрезвычайно малом объеме; по-видимому, это происходило в том месте, где трубка была тоньше всего. При этом наблюдалось сверкающее фосфоресцирующее пятнышко, которое появлялось всегда, и казалось, что вы видите жидкую эманацию в форме плоской капли, сконденсировавшуюся в объеме, меньшем половины квадратного миллиметра. Этот поразительный эффект наблюдался часто. Через несколько минут эманация, даже при температуре жидкого воздуха, постепенно рассеивалась и распределялась по значительно большей области. По наблюдениям Рамзая, сконденсированная при температуре жидкого воздуха эманация может частично удаляться при непрерывной откачке, что свидетельствует о значительном давлении ее паров при этой температуре. Этот эффект, однако, становится намного более заметным, если применять пентановую ванну, температура которой не более чем на 10 или 20° C ниже температуры конденсации. Тогда при каждом движении насоса значительная часть всей эманации удаляется.

Наблюдается еще один поразительный эффект. Предположим, что почти чистая эманация, находящаяся в U-образной трубке, сконденсирована в маленьком объеме с помощью жидкого воздуха, помещенного у дна U-образной трубки. Если затем эту трубку полностью погрузить в жидкий воздух, то примерно в течение 10 *мин* по фосфоресценции будет видно, что эманация распределена по всей трубке, даже если трубка и не соединена с насосом. К тому же эманация частично конденсируется выше уровня жидкого воздуха. Такие эксперименты четко показывают, что эманация обладает заметным давлением паров при температурах намного ниже температуры конденсации. В одной части трубки происходит непрерывное испарение эманации, а в другой ее части — конденсация.

Я хочу поблагодарить Т. Ройдса, который любезно ассистировал мне при проведении многих этих экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Radioactivity, 1905, 2nd ed., p. 288.
2. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, October.
3. *Rutherford E., Geiger H.* Proc. Roy. Soc., 1908, A, 81, 162.
4. *Ramsay W., Soddy F.* Proc. Roy. Soc., 1904, 73, 346.
5. *Ramsay W., Cameron.* J. Chem. Soc., 1907, 1266.
6. *Ramsay W., Cameron.* J. Chem. Soc., 1907, 1593.
7. *Kolowrat L.* Le Radium, 1907, September.
8. *Travers M.* Study of Gases.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МЕТОД СЧЕТА α-ЧАСТИЦ, ИСПУСКАЕМЫХ РАДИОАКТИВНЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ *

(Совместно с Г. Гейгером)

Суммарное число α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек*, определено Резерфордом [1] путем измерения заряда, уносимого α-частицами, вылетающими из тонкой пленки известного количества радия. В предположении, что каждая α-частица имеет ионный заряд $e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*, было показано, что из 1 *г* радия в 1 *сек* вылетает $6{,}2 \cdot 10^{10}$ α-частиц и в четыре раза больше, когда радий находится в равновесии со своими тремя α-активными продуктами: эманацией, радием A и радием C.

Чтобы согласовать найденное для α-частицы значение отношения e/m со значением, которое должно быть для атома гелия, позднее было указано [2], что α-частица должна иметь заряд, равный $2e$. При этом предположении испускаемое 1 *г* радия число α-частиц в 1 *сек* по сравнению с первой оценкой уменьшится вдвое.

Необходимость иметь метод прямого подсчета α-частиц, который не был бы зависим от каких-либо предположений о ее заряде, назрела давно; этот метод позволил бы определить величины различных радиоактивных характеристик с минимальным числом предположений. Если непосредственный метод позволит определить число α-частиц, испускаемых определенным количеством радиоактивного вещества, то сразу же можно будет узнать заряд каждой частицы путем измерения суммарного положительного заряда, переносимого α-частицами. В таком случае станет возможным выяснить, имеет ли α-частица заряд e или $2e$, и тем самым решить наиболее существенную для радиоактивности проблему — вопрос о тождественности α-частицы и атома гелия.

При рассмотрении возможных методов счета α-частиц сразу же невольно напрашивается мысль об их хорошо известном свойстве образования сцинтилляций в препарате фосфоресцирующего сернистого цинка. С помощью микроскопа совсем нетрудно подсчитать число сцинтилляций, появляющихся в 1 *сек* на экране известного размера, обращенном к источнику α-лучей. Однако сразу же возникает сомнение, образует ли каждая α-частица сцинтилляцию, так как трудно быть уверенным, что сернистый цинк всюду однороден. В таком методе счета суммарного числа α-частиц нельзя быть уверенным (за исключением минимальной оценки), пока не по-

---

* Proc. Roy. Soc., 1908, A, **81**, 141—161.

казано, что полученная с его помощью величина согласуется с измерениями, сделанными другим независимым методом, в который не входят эти обычные неопределенности. Результаты некоторых наблюдений числа сцинтилляций, возникающих под действием α-частиц, испущенных радием, будут обсуждаться позже.

Несколько лет назад было обнаружено, что отдельную α-частицу можно зарегистрировать усовершенствованными методами по ионизации, которая образуется вдоль движения частицы. Предположив, что α-частица имеет ионный заряд *e*, один из авторов этой работы показал, что испущенная собственно радием α-частица образует при движении в воздухе до остановки 86 000 ионов. Если же считать заряд α-частицы равным 2*e*, то эта величина уменьшится вдвое. Таким образом, если движение α-частицы в воздухе происходит в сильном электрическом поле, то полное количество электричества на электродах будет равно 43 000 *e*.

Так как $e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*, то это число ионов соответствует $1{,}46 \cdot 10^{-5}$ *эл.-стат. ед.*

Для наглядности предположим, что для измерения ионизации используется электрометр Долежалека емкостью 50 *эл.-стат. ед.*, чувствительность которого составляет 10 000 *мм* делений на вольт между квадрантами. Переданная системе электрометра величина заряда в $1{,}46 \cdot 10^{-5}$ *эл.-стат. ед.* вызовет отклонение стрелки на 0,3 *мм*. Это мало, но измеримо. Точно так же, если вместо электрометра использовать электроскоп емкостью 2 *эл.-стат.ед.*, движение лепестка будет соответствовать разности потенциалов $2{,}1 \cdot 10^{-3}$ *в*. Хотя детектирование таких малых количеств электричества электрометром либо электроскопом в принципе возможно, все же измерения необходимо усовершенствовать, чтобы полностью избавиться от всех посторонних источников помех. Одна из трудностей состоит в том, что подвижная система очень чувствительных электрометров или электроскопов обладает большим периодом колебаний, и, следовательно, при внезапном приложении малой разности потенциалов движение происходит очень медленно. С помощью специально сконструированных чувствительных электроскопов мы провели несколько экспериментов по обнаружению отдельной α-частицы, измерив вызванную ею ионизацию. По мере проведения этих экспериментов по созданию уверенного и удовлетворительного метода счета α-частиц по их малому электрическому эффекту возникали многочисленные трудности.

Тогда мы обратились к методу автоматического усиления электрического эффекта, обусловленного отдельной α-частицей, и для этого использовали принцип образования дополнительных ионов при столкновении. В ряде работ Таунсенд [3] определил условия, при которых в сильном электрическом поле ионы могут быть получены за счет соударения с молекулами нейтрального газа. Лучше всего этот эффект проявляется в газах при давлении в несколько миллиметров ртутного столба.

Предположим, что мы измеряем ток между двумя параллельными пластинами, находящимися в газе низкого давления, когда воздух ионизу-

ется X-лучами. При малых напряжениях ток через газ вначале растет с увеличением поля, а затем достигает насыщения, как это обычно наблюдается в ионизованных газах при атмосферном давлении. Однако, когда поле увеличивается выше определенного значения, ток быстро возрастает. Таунсенд показал, что этот эффект вызван образованием в газе дополнительных ионов за счет соударения отрицательных ионов с молекулами газа. В дальнейшем, когда электрическое поле достигает значения, достаточного для возникновения искры, положительные ионы также могут вызывать ионизацию, но значительно менее эффективно, чем отрицательные. В этих условиях малый ток через газ, обусловливаемый действием внешней ионизации, может быть увеличен в несколько сотен раз. Увеличение тока зависит от приложенного напряжения и становится очень большим вблизи пробойного значения.

В наших экспериментах по обнаружению отдельной α-частицы было устроено так, что α-частицы могли пролетать через газ низкого давления, находящийся в электрическом поле, величина которого ниже пробойного значения. Тем самым небольшая ионизация, образующаяся при прохождении α-частицы через газ, могла быть усилена в несколько сотен раз. Таким образом, усиления мгновенного тока через газ, обусловленного попаданием α-частицы в измерительный цилиндр, было достаточно, чтобы получить легко измеряемое движение стрелки обычного электрометра.

Экспериментальное устройство

Прежде чем говорить о различных трудностях, возникших в ходе исследования, мы кратко опишем окончательно выбранный нами метод. Экспериментальное устройство показано на рис. 1. Измерительный объем состоял из латунного цилиндра A длиной от 15 до 25 *см* с внутренним диаметром 1,7 *см* и центральной изолированной проволокой B, проходящей через эбонитовые пробки, расположенные на торцах цилиндра. В большинстве экспериментов диаметр проволоки B был равен 0,45 *мм*. Цилиндр, соединенный с прибором для измерения давления, откачивался до давления от 2 до 5 *см* рт. ст. Центральная проволока была соединена с одной парой квадрантов электрометра Долежалека, а внешняя труба — *с отрицательным*[1] зажимом большой батареи маленьких аккумуляторов, другой полюс которой заземлялся. В эбонитовой пробке C укреплялась короткая стеклянная трубка D с внутренним диаметром 5 *мм*, на конце которой имелось отверстие диаметром около 1,5 *мм*. Это отверстие, через которое α-частицы попадали в измерительный объем, закрывалось тонким листком слюды, плотно прикрепленным к концу трубки D воском. В большинстве экспериментов толщина слюды по своей тормозной способности

[1] Если труба была соединена с положительным полюсом батареи, то усиление за счет соударения становилось заметным только вблизи пробойного напряжения. При соединении с отрицательным полюсом усиление увеличивалось более плавно и намного лучше регулировалось.

была эквивалентна примерно 5 *мм* воздуха при атмосферном давлении. Поверх трубки D была надета широкая резиновая трубка, к другому концу которой присоединялась стеклянная трубка E длиной 450 *см* и 2,5 *см* в диаметре. На одном конце этой стеклянной трубки со стороны детектирующего сосуда имелся большой запорный кран F с диаметром отверстия 1 *см*, другой конец был закрыт притертой пробкой G.

Обычно процедура эксперимента заключалась в следующем. Приложенное к детектирующему цилиндру напряжение регулировалось так, чтобы обусловленная внешним источником α-лучей ионизация в объеме возрастала за счет столкновений в несколько сотен раз. Затем радиевая трубка,

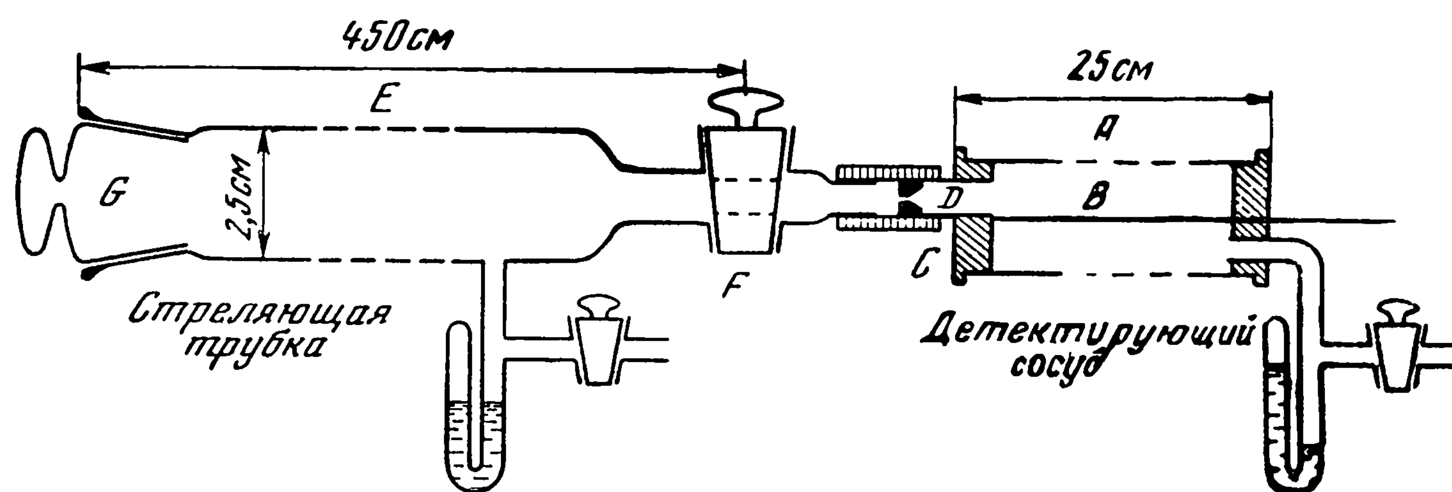


Рис. 1

служащая источником α-лучей, убиралась. В обычных условиях, при отсутствии всех внешних источников ионизации, через газ всегда проходил малый ток. Чтобы предотвратить вызванное этим током установившееся движение стрелки электрометра, была создана утечка тока через радиоактивное сопротивление, присоединенное к системе электрометра. Оно состояло из двух изолированных параллельных пластин: верхняя соединялась с электрометром, а нижняя — с землей. На нижней пластине находился слой радиоактивного вещества. Вскоре после возрастания потенциала стрелки электрометра наступало равновесие между текущим в электрометре током и током утечки, обусловленным ионизацией газа между пластинами. Это устройство в большой мере определило успех эксперимента, так как фактически устранило помехи, связанные с электростатическими эффектами или медленными изменениями э.д.с. батареи. В этом случае любой мгновенный рост потенциала электрометра, например обусловленный попаданием в детектирующий цилиндр α-частиц, обнаруживался по внезапному *баллистическому* броску стрелки электрометра. Заряд быстро стекал, и за несколько секунд стрелка снова устанавливалась неподвижно в прежнем положении.

Активное вещество в виде тонкого слоя площадью не более 1 *см*^{2} наносилось на конце полого цилиндра из мягкого железа, который мог передвигаться вдоль стеклянной трубки под действием внешнего электромагнита. Стеклянная трубка откачивалась насосом Флеша, и если это было необхо-

димо, до значительно более низкого давления — с помощью погруженной в жидкий воздух трубки с кокосовым углем.

При закрытом запорном кране α-частицы в цилиндр не попадают, и, таким образом, время от времени в течение эксперимента можно было проверять устойчивость стрелки электрометра. При открывании запорного крана небольшая доля α-частиц, испускаемых за 1 *сек*, проходила через отверстие в детектирующий цилиндр. Практически оказалось удобным устанавливать такую интенсивность активного вещества и его расстояние от отверстия, чтобы за 1 *мин* в детектирующий цилиндр попадало от 3 до 5 α-частиц. Точно подсчитать большее число частиц было трудно, так как стрелка не успевала успокоиться в промежутке между двумя последовательными отклонениями.

Следующий пример иллюстрирует характер измерений. Источником α-лучей служила металлическая пластинка площадью примерно 0,5 $см^2$; активность была создана при экспозиции пластинки в течение нескольких часов в большом количестве эманации радия. Через 15 *мин* после извлечения пластинки из эманации ее α-активность почти полностью была обусловлена радием С. Активное вещество представляло собой тонкую пленку, так что все α-частицы испускались с одинаковой скоростью. Интенсивность излучения из радия С со временем спадала, уменьшаясь наполовину примерно через час после извлечения, а затем еще быстрее. В этом частном случае детектирующий объем был наполнен двуокисью углерода при давлении 4,2 *см*. Приложенная э.д.с. равнялась 1320 *в*. Активное вещество устанавливалось на расстоянии 350 *см* от отверстия диаметром 1,23 *мм*. Измерения числа и величины отклонений, обусловленных α-частицами, проводились в течение 10 *мин*. Результаты сведены в табл. 1. Каждое деление шкалы было равно 2,5 *мм*. За время измерений интенсивность α-излучения уменьшилась примерно на 15%.

При закрытом запорном кране, когда α-частицы не могли попадать в детектирующий объем, стрелка электрометра была очень устойчивой и максимальная амплитуда отклонений от нулевого положения в течение 10 *мин* не превосходила трех делений шкалы. За это время произошло только два или три отклонения такой амплитуды. Из табл. 1 видно, что при открытом запорном кране среднее измеренное отклонение составляет 10 делений [1]. Все небольшие отклонения с амплитудой, меньшей трех делений шкалы, опущены. За исключением двух значений, отмеченных звездочкой, все приведенные в таблице отклонения обусловлены одной α-частицей. Два больших отклонения, отмеченных звездочкой, связаны с наложением отдельных эффектов от двух α-частиц, попавших в детектирующий объем последовательно примерно через несколько секунд одна за другой. Это было хорошо видно по характеру движения светового пятна по шкале. В то время как под действием одной α-частицы стрелка электрометра в мак-

[1] Величина отклонений, обусловленных одной α-частицей, зависит от приложенной э.д.с. и может изменяться в широких пределах.

Таблица 1

Время, *мин*	Число отклонений	Величина последовательных отклонений, *дел. шкалы*
1	4	11, 12, 10, 11
2	3	10, 11, 8
3	5	10, 9, 13, 8, 12
4	4	18*, 8, 12
5	3	10, 6, 10
6	4	9, 10, 12, 11
7	2	10, 11
8	3	11, 13, 8
9	3	8, 20*
10	4	8, 12, 14,6
Среднее за 1 *мин* 3,5		Среднее 10

симуме своего отклонения движется медленно, второй импульс, обусловленный попаданием другой α-частицы, заставляет стрелку двигаться значительно быстрее. Такие двойные отклонения легко распознаются, если время между двумя последовательными попаданиями α-частиц не меньше 1 *сек.*

Следует отметить, что число α-частиц, попадающих в отверстие за 1 *мин*, а также время между последовательными отклонениями изменялись в сравнительно широких пределах. Этот результат следует ожидать по теории вероятности. Мы можем считать, что постоянный источник α-лучей выбрасывает их равномерно по всем направлениям с примерно равной скоростью. Число частиц, пролетающих на некотором расстоянии через маленькое отверстие, в среднем постоянно, если измеряется большое число отклонений. Но если наблюдается лишь небольшое число отклонений в течение короткого интервала времени, то оно может значительно флуктуировать и вероятное относительное отклонение наблюдаемой величины от среднего значения будет тем больше, чем меньшее число частиц попадает за данное время. Эта сторона вопроса представляет значительный интерес и важность и будет обсуждаться в статье позже. Здесь же достаточно упомянуть, что колебания наблюдаемого числа отклонений в минуту в пределах точности хорошо согласуются с общими законами теории вероятности.

Обусловленные α-частицей отклонения, как видно, немного изменяются по амплитуде. Этот результат может быть объяснен несколькими причинами. Прежде всего, не все α-частицы проходят вдоль детектирующей трубки

на одном и том же расстоянии от оси. Усиление ионизации меньше для тех частиц, которые проходят ближе к центральной проволоке. Кроме того, как будет показано позднее, в слюдяном экране и в газе детектирующего цилиндра всегда происходит рассеяние α-частиц. Это приводит к расплыванию пучка лучей в детектирующем объеме и, следовательно, вносит большие различия в эффекты, обусловленные отдельными α-частицами.

Детектирование α-частиц из урана, тория, радия и актиния

Наблюдаемые при открытом запорном кране отклонения электрометра обусловлены попаданием в детектирующий объем α-частиц. Это можно легко доказать, установив между источником излучения и детектирующим

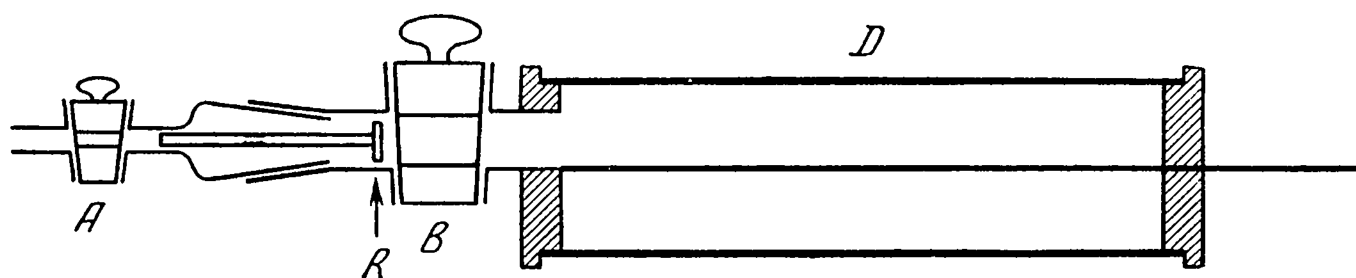


Рис. 2

цилиндром тонкий кран. Если толщина этого крана вместе со слюдяной пластинкой, закрывающей отверстие, способна полностью остановить α-частицы, отклонения электрометра исчезают. В обычных условиях эффект от β-частиц намного меньше, чем от α-частиц, и не обнаруживается. Если в качестве источника излучения используется пластина, покрытая активным осадком радия, то полученная путем подсчета испущенных α-частиц кривая распада точно совпадает с обычной кривой α-распада.

С помощью этого электрического метода мы обнаружили α-частицы, испущенные не только радием и его продуктами, но также ураном, торием и актинием. Например, пластинка, активированная путем экспозиции в эманации актиниевого препарата, давала в детектирующем объеме обусловленные α-частицей эффекты примерно той же величины амплитуды, что и α-частицы, испущенные радием С. Полученная при подсчете α-частиц кривая распада точно совпадала с известной кривой. Такой же результат получался и в случае тонкой пленки из самого радия. По мере роста активности, вызванного образованием новой эманации и ее окклюзии в радии, увеличивалось и число попадающих в детектирующий цилиндр α-частиц.

Для обнаружения вылета α-частиц из таких слабых радиоактивных веществ, как уран и торий, применялся специальный прибор (рис. 2). Активное вещество, нанесенное на пластинку *R*, устанавливалось примерно на расстоянии 5 *см* от отверстия, диаметр которого в этом случае был равен 1 *см*; слюдяного окошка не было. Между активным веществом и детектирующим цилиндром *D* устанавливался запорный кран *B* с широким

каналом. При закрытом запорном кране стрелка электрометра была очень устойчива. При открывании запорного крана наблюдались два отклонения в минуту обычной амплитуды, обусловленные α-частицей, испущенной ураном. Это примерно та величина, которую следует ожидать на основе известных данных.

По-видимому, интересно описать эксперимент, проведенный с гидроокисью тория. Небольшое количество этого вещества (примерно 3 *мг*) было обернуто тонкой бумагой, которая останавливала α-лучи, но свободно пропускала эманацию. При открывании запорного крана эманация проникала в детектирующий объем, и стрелка электрометра сразу же показывала большое отклонение. Через несколько минут наступало почти устойчивое радиоактивное состояние. Однако стрелка электрометра не оставалась устойчивой, а совершала большие колебания в обе стороны от среднего положения. Этого следовало ожидать, так как, когда случайно две или три α-частицы из эманации пролетали вдоль цилиндра с интервалом в 1—2 *сек*, стрелка электрометра сильно отклонялась. При закрытом запорном кране среднее отклонение, обусловленное эманацией в измерительном объеме, уменьшалось во времени со скоростью, характерной для эманации тория, но стрелка электрометра продолжала совершать колебания в обе стороны, пока активность эманации не исчезла.

Нет сомнений в том, что принцип автоматического увеличения ионизации за счет столкновений может быть использован для измерения малых количеств радиоактивного вещества.

Экспериментальные трудности

В окончательном варианте детектирующий цилиндр, который наилучшим образом удовлетворял задачам счета, имел маленький диаметр (1,7 *см*) и длину 25 *см*. Сейчас мы расскажем о тех причинах, которые побудили нас выбрать столь небольшие размеры детектирующего объема. В предварительных экспериментах использовался цилиндр диаметром 3,5 *см* и длиной 1 *м*. При давлении воздуха 4 *см* ионизационная и тормозная способности α-частицы при прохождении всей длины цилиндра эквивалентны 5,3 *см* воздуха при атмосферном давлении. Торможение слюдяного экрана соответствует лишь 5 *мм* воздуха, поэтому большая часть ионизации создавалась в детектирующем цилиндре за счет α-частиц, испущенных радием C (пробег 7 *см*).

Применяя такой цилиндр, нетрудно было подобрать напряжение, при котором попадающие в объем α-частицы создавали бы отклонение на шкале электрометра по крайней мере 100 *мм*. Однако при этих условиях оказалось невозможным при закрытом запорном кране избежать собственных колебаний стрелки электрометра, которые по амплитуде и характеру были сравнимы с отклонениями при попадании α-частиц. Таких внезапных движений стрелки электрометра было немного, но достаточно, чтобы помешать точному подсчету α-частиц. Эти помехи были присущи

самому цилиндру, и от них нельзя было избавиться ни изменением давления или состава газа, ни изменением диаметра центральной проволоки.

Нерегулярные движения стрелки электрометра, несомненно, должны быть приписаны слабой естественной радиоактивности стенок латунной трубки. Испущенная вблизи конца трубки в направлении к ее оси α-частица приведет к отклонению стрелки электрометра с примерно той же амплитудой, что и α-частица, которая влетает через отверстие параллельно оси трубки. Большинство испущенных трубкой α-частиц пройдет лишь короткое расстояние, прежде чем они попадут на стенки и, следовательно, вызовут лишь небольшие отдельные движения стрелки. Бо́льшая часть тока, измеряемого электрометром при закрытом отверстии, обусловлена этой собственной ионизацией, которая увеличивалась в несколько сотен раз под влиянием сильного электрического поля.

Правильность этого заключения подтверждается тем фактом, что при любом изменении приложенного напряжения, а следовательно усиления, величина помех и величина отклонения, обусловленного α-частицей, изменялись примерно в одинаковом отношении. Кроме того, было замечено, что число этих помех при уменьшении диаметра трубки быстро падает. Например, в длинной трубке диаметром 5 *см* собственные колебания стрелки электрометра были столь многочисленны и сильны, что вообще невозможно было использовать ее для счета α-частиц. Однако при применении трубки диаметром 1,7 *см* собственные движения были очень редки, а величина их мала по сравнению с эффектом, вызванным α-частицей. Такое резкое уменьшение помех может быть понято на основе приведенных выше объяснений. Если взять трубки одной длины и с одинаковой радиоактивностью единицы поверхности, но разного диаметра, то полное число испущенных α-частиц будет пропорционально их радиусу.

Рассматривая соответствующие поперечные сечения трубок, видим, что часть от всего числа испущенных α-частиц, которая попадает в конец трубки, не задев стенок, пропорциональна площади поперечного сечения каждой трубки. Следовательно, число α-частиц, которые проходят вдоль трубки, не задев стенок, меняется пропорционально кубу радиусов. Таким образом, внезапные большие отклонения стрелки электрометра, обусловливаемые радиоактивностью стенок, должны очень быстро уменьшаться при уменьшении диаметра; это согласуется с экспериментальными наблюдениями.

Поскольку электрическая емкость детектирующего цилиндра была меньше емкости электрометра и его проводов, казалось целесообразным прежде всего применять длинные детектирующие трубки, чтобы ионизация от α-частицы была как можно больше. Нехватка аккумуляторов не позволила работать при давлениях, больших 6 *см* рт. ст., так как при этом давлении для получения требуемого усиления необходимо напряжение около 1500 *в*. Поэтому эксперименты проводились с трубкой длиной 135 *см* и диаметром 1,7 *см*; давление газа менялось от 2 до 6 *см*. Собственные помехи стрелки электрометра в этом цилиндре были очень малы, и оказалось

возможным увеличить усиление настолько, что α-частицы вызывали отклонение стрелки на несколько сотен делений шкалы. Однако отклонения, вызванные последующими α-частицами, значительно различались по амплитуде. Это наглядно видно из табл. 2 (давление воздуха 3 *см*; источник излучения — радий С; расстояние от отверстия 350 *см*).

Таблица 2

Время, *мин*	Число α-частиц	Величина последовательных отклонений, *дел. шкалы*
1	4	6, 7, 10, 16
2	2	21, 15
3	1	36
4	4	6, 25, 17, 11
5	4	4, 28, 13, 13
6	5	9, 16, 7, 6, 24

Большое различие в амплитудах отклонений нельзя приписать одновременному попаданию нескольких частиц, так как подобные разбросы наблюдались и в том случае, когда в среднем в 1 *мин* в детектирующий цилиндр попадала только одна α-частица. Были проведены специальные опыты с источником излучения малого размера, установленным на расстоянии 4 *м* от очень небольшого входного отверстия. В этих условиях было так устроено, что движущиеся по прямой линии α-частицы попадали на конце детектирующей трубки в область площадью 1 $мм^2$. Применение такого теоретически узкого пучка лучей не привело, однако, к выравниванию амплитуд отклонений. Наконец, после ряда экспериментов было обнаружено, что этот эффект обусловлен *рассеянием α-частиц при прохождении через слюдяной экран и газ в детектирующем объеме.*

В работе [4] было обращено внимание на бесспорное рассеяние α-частиц при прохождении через вещество; величина этого рассеяния в определенных случаях устанавливалась фотографическим методом. Сначала мы не понимали всего значения этого эффекта в нашем экспериментальном устройстве. Некоторые α-частицы, проходя через тонкий листок слюды, отклоняются от своего прямолинейного движения, и это отклонение продолжается при их движении в газе трубки. Рассеяние достаточно велико, так что значительная часть α-частиц попадает на стенки трубки. Наблюдавшиеся небольшие отклонения были обусловлены α-частицами, которые проходили лишь небольшую часть трубки, не задевая ее стенок. Один из нас [5] провел специальные серии экспериментов по определению величины этого рассеяния в различных случаях. Описание этих экспериментов будет опубликовано в отдельной статье.

Поскольку было невозможно уменьшить рассеяние за счет уменьшения толщины слюдяного экрана в отверстии, оставался единственный путь сделать отклонение более одинаковым — укоротить трубку. Именно поэтому длина примененной трубки была равна всего 25 *см*. На таком коротком расстоянии отклонившиеся α-частицы не могли попасть на стенки трубки, и подавляющее большинство их проходило всю длину детектирующего объема. В этих условиях отклонения стрелки электрометра, вызванные α-частицами, сразу же стали намного более одинаковыми. В табл. 1 приведен пример отклонений, полученных в коротком цилиндре. В длинной детектирующей трубке был возможен просчет небольших отклонений и тем самым могло получиться заниженное число α-частиц, попадающих в детектирующий объем. Наличие этого рассеяния требовало также откачивать до низкого давления длинную трубку, из которой вылетают α-частицы. Присутствующий в этой трубке газ приводит к отклонению α-частиц от прямолинейного движения, а если трубка вблизи входного отверстия узкая, число попадающих в детектирующий объем частиц уменьшается. Такое уменьшение числа α-частиц наблюдалось однажды, когда давление газа в длинной трубке увеличилось настолько, что его тормозная способность была эквивалентна 2 или 3 *см* воздуха при атмосферном давлении.

Число α-частиц, испускаемых радием

Для возможно более точного измерения электрическим методом числа α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек*, была проведена серия экспериментов. Устройство прибора было похоже на показанное на рис. 1. Источник однородных α-лучей устанавливался в «стреляющей» трубке («*firing tube*») на соответствующем расстоянии от детектирующего цилиндра. Среднее число α-частиц, пролетающих через отверстие в 1 *мин*, определялось подсчетом отклонений стрелки электрометра.

Пусть Q — среднее число α-частиц, вылетающих в 1 *сек* из источника, представляющего собой тонкий слой активного вещества; A — площадь отверстия в детектирующем цилиндре в *см*^{2}; r — расстояние источника лучей от отверстия в *см*.

Экспериментально было установлено, что α-частицы в среднем испускаются по всем направлениям равномерно. Следовательно, из общего числа испускаемых источником α-частиц в детектирующий объем попадает доля, равная отношению площади отверстия к площади поверхности сферы, радиус которой равен расстоянию источника от отверстия. Таким образом, среднее число α-частиц n, пролетающих через отверстие в 1 *сек*, определяется выражением

$$n = \frac{QA}{4\pi r^2}.$$

Это соотношение справедливо для любого распределения активного вещества, если его размеры малы по сравнению с расстоянием r, при усло-

вии, что каждый элемент поверхности источника может стрелять прямо в отверстие. Фактически активное вещество обычно распределено по поверхности тела, толщина которого достаточна для поглощения попавших в него α-частиц, так что только половина полного числа α-частиц вылетает из его поверхности. Это никоим образом не влияет на точность приведенного выше выражения.

После нескольких предварительных экспериментов с тонкими слоями самого радия было решено в этих экспериментах использовать в качестве источника α-лучей радий С. Если какое-либо тело примерно в течение 3 *час* находится в эманации радия, то приобретаемая им активность достигает максимальной величины. Через 15 *мин* после удаления тела из эманации излучение, обусловленное радием А, практически исчезает, и α-излучение тогда полностью обусловлено радием С. В этих условиях все α-частицы вылетают с одной и той же скоростью, и их пробег в воздухе равен 7 *см*. Использование радия С имеет много преимуществ. Активный осадок представляет собой чрезвычайно тонкий слой, и количество осажденного на теле активного вещества может легко меняться с изменением количества эманации или экспонируемой в ней поверхности. Основное преимущество, однако, заключается в простоте и надежности измерения количества присутствующего вещества на основе радиевого стандарта[1]. Проникающие α-лучи, испущенные радием в равновесии, порождаются исключительно его продуктом — радием С. Следовательно, сравнивая γ-активность активного осадка с радиевым стандартом, можно выразить количество присутствующего радия С по отношению к количеству радия С, находящегося в равновесии с 1 *г* радия. Основной недостаток заключается в том, что обусловленная радием С активность быстро спадает, уменьшаясь наполовину примерно за час и до 14% максимального значения — через 2 *час*.

Форма тела, приобретающего активность при экспонировании в эманации, должна быть такой, чтобы каждый элемент активной поверхности, когда тело установлено в стреляющем цилиндре, был в поле зрения отверстия детектирующего цилиндра. Примеры применяемых поверхностей показаны на рис. 3. Детали *а* и *б* сделаны из стекла, а *в* — это плоский листок из стекла или железа. Штриховой линией отмечена нижняя граница активного вещества. Эманация, смешанная с 1 или 2 *см*^{3} воздуха, собиралась над ртутью в конце трубки *A*. Тело *B*, которое необходимо сделать активным, крепилось к U-образной трубке и вводилось в пространство с эманацией с помощью желоба *T* с ртутью. В этом положении активируемое тело находилось не менее 3 *час*, после чего вынималось и сразу же калибровалось по радиевому стандарту с помощью электроскопа для γ-лучей.

Затем активный источник устанавливался в стреляющей трубке, которая откачивалась до низкого давления. Чтобы прямо на месте следить за изменением активности источника, использовался второй переносной элек-

[1] В этих экспериментах применялся один из используемых в течение последних нескольких лет радиевый стандарт. Это часть радиевого образца, тепловой эффект от которого соответствовал 110 *кал/г·час*.

троскоп для γ-лучей. В экспериментах по счету числа α-частиц по мере уменьшения активности источника активное тело передвигали ближе к детектирующему цилиндру. Электроскоп передвигался так, чтобы он всегда находился прямо над телом и всегда на одном и том же расстоянии от него. В конце экспериментов активное тело вынималось из стреляющей трубки, и его γ-активность снова измерялась с помощью неподвижного электроскопа. Таким образом проводилась полная проверка измерений активности, а также непосредственные измерения кривой распада активного тела.

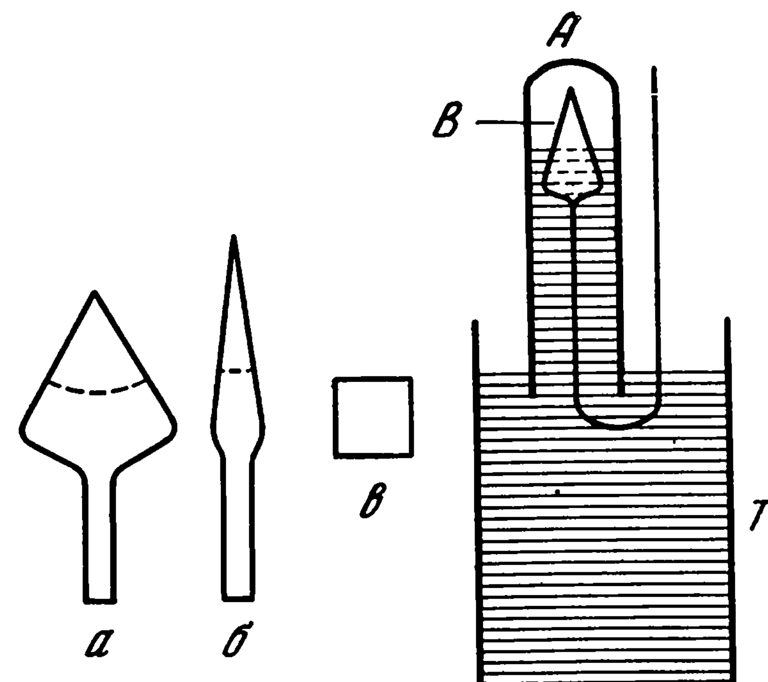


Рис. 3

Обычно эксперимент проводился по следующей методике. После точного определения γ-активности в течение 10 *мин* непрерывно проводились измерения числа отклонений стрелки. Затем снова определялась γ-активность и начинался другой, 10-минутный, цикл измерений и т. д. Когда число α-частиц, попадающих во входное отверстие, уменьшалось примерно до 1—2 в минуту, активное тело переносили ближе к отверстию и измерения продолжались. Общее время измерений составляло примерно 2 *час.*

Приведенная табл. 3 иллюстрирует результаты, полученные с распадающимся источником. Детектирующий цилиндр был наполнен воздухом при давлении 3,75 *см*, а приложенное напряжение равно около 1200 *в.* Диаметр отверстия составлял 1,23 *мм.*

Во втором столбце указана средняя γ-активность источника, выраженная в миллиграммах чистого радия в равновесии. В четвертом — полное число α-частиц, испускаемых радием С в 1 *сек* из 1 *г* радия в равновесии.

Таблица 3

Расстояние активного тела от отверстия, *см*	Средняя γ-активность источника, *мг*	Число отклонений за 10 *мин*	Число α-частиц, испускаемых 1 *г* радия С за 1 *сек*, $\times 10^{10}$
350	0,309	45	3,06
350	0,154	25	3,33
300	0,110	16	2,96
150	0,055	49	3,43
150	0,031	25	3,11
Суммарное число отклонений		160 Среднее	3,18

Эта величина подсчитывалась следующим образом. Мы показали [уравнение (1)], что полное число α-частиц Q, испускаемых источником в 1 *сек*, определяется по формуле

$$Q = \frac{4\pi r^2}{A} n.$$

Полное число частиц Q_0, соответствующее γ-активности 1 *г* радия, определяется выражением

$$Q_0 = \frac{Q}{\rho} = \frac{4\pi r^2}{A} \frac{n}{\rho},$$

где ρ — γ-активность источника по отношению к активности 1 *г* радия. Так как n и ρ измеряются экспериментально, а r и A известны, сразу же можно подсчитать величину Q_0. Расчетные значения Q_0 приведены в четвертом столбце и служат для сравнения результатов различных измерений [1]. Величина $4\pi r^2/A$ для первых трех экспериментов при расстоянии 350 *см* равна $1{,}25 \cdot 10^8$, т. е. в среднем из 125 000 000 α-частиц, вылетающих из источника, только одна проходит через отверстие.

В ходе экспериментов, насколько это было возможно, мы проверяли правильность предположений, на которых основано определение числа α-частиц, испускаемых 1 *г* радия. Эти результаты суммированы ниже.

1. Для данной интенсивности излучения и на заданном расстоянии от него среднее число отклонений стрелки электрометра за определенный промежуток времени не зависит от давления или природы газа, а также от коэффициента ионизации.

2. Число попадающих в отверстие α-частиц пропорционально активности источника (измеряемой по γ-лучам) и обратно пропорционально квадрату расстояния источника от отверстия в измеренном диапазоне (100—375 *см*).

3. При данной интенсивности источника на заданном расстоянии число попадающих в детектирующий объем α-частиц пропорционально площади отверстия.

4. При использовании в качестве источника лучей радия С α-частицы в среднем испускаются по всем направлениям равномерно. Это подтверждается тем фактом, что в пределах экспериментальных ошибок число α-частиц, испущенных 1 *г* радия С, оказывается одним и тем же как в том случае, когда попадающие в отверстие α-частицы вылетают из источника тангенциально (рис. 3, *б*), так и тогда, когда они вылетают почти нормально (рис. 3, *в*) или в промежуточном случае (рис. 3, *а*).

В табл. 4 приведены результаты нескольких экспериментов. В последнем столбце даны средние величины Q_0 для каждого полного эксперимента, включая измерения для различных активностей источника на разных расстояниях. За исключением последнего эксперимента, когда

---

[1] Учитывая вероятностный характер процесса, не следует ждать очень хорошего совпадения чисел в четвертом столбце.

Таблица 4

Газ	Давление в детектирующем объеме, *см*	Напряжение, *в*	Диаметр отверстия, *мм*	Общее число зарегистрированных отклонений	Среднее значение Q_0, $\times 10^{10}$
Воздух	3,75	1200	1,23	161	3,20
CO_2	4,8	1360	1,23	59	3,10
CO_2	4,8	1360	1,23	118	3,30
CO_2	4,1	1240	1,23	93	3,13
CO_2	4,2	1320	1,92	194	3,43
CO_2	4,2	1320	1,92	150	3,34
CO_2	3,2	1320	1,92	99	3,43
					Среднее 3,28

использовалась трубка длиной 21 *см* и диаметром 2,4 *см*, детектирующая трубка имела длину 25 *см* и внешний диаметр 1,7 *см*.

При определении среднего значения Q_0, которое приведено в последнем столбце табл. 4 и само по себе представляет среднее большого числа экспериментов, каждому эксперименту серии был приписан вес, пропорциональный числу зарегистрированных α-частиц. Эта величина незначительно отличается от среднего арифметического. Как видно, среднее значение Q_0 по приведенным измерениям равно $3{,}28 \cdot 10^{10}$. Необходимо ввести еще одну небольшую поправку, величину которой трудно определить. Чтобы получить, насколько это возможно, одинаковые отклонения, обусловленные α-частицами, было устроено так, чтобы α-частица пролетала детектирующий цилиндр наклонно. Небольшая доля проходящих через отверстие α-частиц может быть остановлена центральной проволокой, диаметр которой равен 0,45 *мм*. Вполне возможно, что при подсчете числа α-частиц все отклонения, малые по сравнению со средней величиной, либо не учитывались, либо относились за счет собственного фона. Принимая во внимание размеры отверстия и медной проволоки, а также рассеяние пучка при прохождении через слюду и газ, было показано, что эта поправка не может быть больше 3%. С учетом этой поправки $Q_0 = 3{,}4 \cdot 10^{10}$.

Следовательно, мы делаем вывод, что радий C, имеющийся в 1 *г* радия в равновесии, в среднем в 1 *сек* испускает $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-частиц. Из экспериментов Брэгга и измерений Болтвуда ионизации, обусловленной α-частицами от каждого из продуктов радия, следует, что сам радий и каждый из его α-активных продуктов в равновесии с ним в 1 *сек* испускает одно и то же число α-частиц. Из этого следует, что 1 *г* самого радия и каждый из его активных продуктов, находящихся с ним в равновесии, испускает в 1 *сек* $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-частиц. Полное число α-частиц, вылетающих из 1 *г* радия в 1 *сек*, находящегося в равновесии со своими тремя α-активными продуктами, рав-

но $13{,}6 \cdot 10^{10}$. Если сделать простейшее и наиболее вероятное предположение, что один атом радия при распаде испускает одну α-частицу, то из этого следует, что в 1 *г* радия в 1 *сек* распадается $3{,}4 \cdot 10^{10}$ атомов.

Подсчет сцинтилляций

Для выяснения вопроса о том, обусловлена ли каждая сцинтилляция одной α-частицей, очень важно сравнить число сцинтилляций, образующихся на экране из сернистого цинка, с числом частиц, подсчитанных электрическим методом. Для этой цели использовались специальные экраны, предоставленные Ф. Глеем. Сернистый цинк наносился тонким слоем на тонкую стеклянную пластинку, и образующиеся на экране сцинтилляции были хорошо видны через стекло с помощью микроскопа. Чтобы сравнение было по возможности более прямым, использовались стреляющая трубка и отверстие, закрытое слюдяным экраном. Латунная детектирующая трубка снималась, и к концу стеклянной трубки D (см. рис. 1) прикреплялся небольшой экран из сернистого цинка, активная поверхность которого была обращена к стреляющей трубке. Как и при электрическом методе регистрации, источником α-частиц служил радий С.

Регенер [6] провел сцинтилляционным методом целый ряд измерений числа α-частиц, испускаемых активным препаратом полония. Он нашел наилучшие условия наблюдения сцинтилляций и соотношения между фокусными расстояниями объектива и окуляра для получения максимальной яркости вспышки, связанной с каждой α-частицей. Его рекомендации оказались очень полезными в этих экспериментах.

В наших экспериментах использовался микроскоп с 50-кратным увеличением. Небольшая поверхность экрана, подвергавшаяся ударам α-частиц, занимала только около половины видимого поля. Проводились эксперименты в темной комнате ночью. Как предлагал Регенер, целесообразно слегка подсвечивать экран искусственным светом, чтобы глаз был сфокусирован на экране. Расстояние и яркость источника подбирались так, чтобы в минуту наблюдалось от 20 до 60 сцинтилляций. Продолжать счет непрерывно более 2 *мин* трудно, так как глаза утомляются. При закрытом запорном кране обычно на экране из сернистого цинка в 1 *мин* происходило несколько сцинтилляций, вызванных естественной радиоактивностью и другими помехами. Такие измерения проводились до и после каждого эксперимента, а затем этот фон вычитался из числа сцинтилляций, зарегистрированных при открытом кране. Обычно мы отсчитывали 100 вспышек, а время измеряли по секундомеру. Результаты ряда измерений при различной интенсивности излучения приведены в табл. 5 (диаметр отверстия 1,23; отверстие закрыто слюдой; расстояние активного источника от отверстия 200 *см*).

Измеренные количества сцинтилляций в минуту с учетом поправки на фон приведены во втором столбце. В первом столбце указано расчетное число сцинтилляций от данного источника излучения. При этом предпо-

Таблица 5

Расчетное число α-частиц в 1 *мин*	Измеренное число сцинтилляций в 1 *мин*	Отношение измеренного числа сцинтилляций к расчетному
39	31	0,80
38	49	1,29
34	29	0,85
32	31	0,97
31	32	1,03
28	27	0,96
27	28	1,04
25	21	0,84
23	25	1,09
21	21	1,00
Суммарное число 294		Среднее 0,99

лагалось, что каждая α-частица производит сцинтилляцию и что 1 *г* в 1 *сек* испускает $3,4 \cdot 10^{-10}$ α-частиц. Отношение измеренного числа сцинтилляций к расчетному приведено в третьем столбце.

Другая серия измерений проведена с новым куском экрана из сернистого цинка, причем площадь отверстия увеличена в 3,02 раза и слюдяной экран удален (табл. 6).

Таблица 6

Расчетное число α-частиц в 1 *мин*	Измеренное число сцинтилляций в 1 *мин*	Отношение измеренного числа сцинтилляций к расчетному
36	31	0,86
34	30	0,88
31	31	1,00
30	29	0,97
27	29	1,07
Суммарное число 150		Среднее 0,96

Учитывая вероятностную ошибку, согласие между электрическим и оптическим методами счета, без сомнения, даже лучше, чем можно было ожидать. Этот результат, однако, четко показывает, что в пределах экспериментальных ошибок каждая α-частица порождает сцинтилляцию на

соответствующим образом приготовленном экране из сернистого цинка. Согласие между двумя методами счета числа α-частиц само по себе служит надежным доказательством точности, полученной при подсчете электрическим методом числа α-частиц, испущенных 1 *г* радия. Теперь ясно, что мы имеем два различных метода (один — электрический, другой — оптический) для обнаружения отдельной α-частицы, и можно ожидать, что применение любого из этих методов даст правильные результаты при счете α-частиц.

Поскольку есть все основания предполагать, что α-частица представляет собой атом гелия, мы располагаем теперь двумя различными методами обнаружения отдельного атома гелия: один основан на его электрическом взаимодействии, другой — на люминесценции, образующейся в кристаллах сернистого цинка. Здесь нет необходимости входить в дискуссию о механизме образования сцинтилляций. В предыдущей работе [7] указывалось, что имеется веское основание считать, что молекулы фосфоресцирующего препарата диссоциируют под действием α-частицы и что наблюдаемая люминесценция может либо сопутствовать этой диссоциации, либо быть следствием рекомбинации диссоциирующихся частей.

Вероятностная ошибка

Мы уже обращали раньше внимание на тот факт, что число α-частиц, попадающее в данное отверстие за известное время, определяется вероятностным законом. Как указал впервые Е. Швейдлер [8], согласно теории вероятности число α-частиц, испущенных в 1 *сек* радиоактивным веществом, должно быть в определенных пределах подвержено флуктуациям. Если z — среднее число атомов активного вещества, распадающихся в 1 *сек*, то возможная средняя ошибка этого числа равна $\sqrt{z}$. Существование флуктуации в излучениях, испущенных активным веществом, величина которых соответствует этой теории, определили экспериментально Кольрауш [9], Мейер и Регенер [10] и Ганс Гейгер [11].

В большинстве описанных в этой статье экспериментов использовался интенсивный источник α-частиц. Например, если γ-активность источника была эквивалентна 1 *мг* радия, то среднее число испускаемых α-частиц в 1 *сек* составляло $3{,}4 \cdot 10^{10}$. Возможная ошибка, таким образом, равна 5830 частицам, а относительная ошибка $\sqrt{z}/z$ равна $^1/_{5830}$.

В этом случае можно считать, что источник в целом испускает α-частицы с практически постоянной скоростью. Вероятное отклонение числа α-частиц выходит за пределы обнаружения обычными методами. Положение, однако, оказывается совершенно другим в том случае, когда мы рассматриваем число α-частиц, проходящих через небольшое отверстие на некотором расстоянии от источника. Число проходящих в детектирующий объем α-частиц в экспериментах изменялось между 2 и 6 в 1 *мин*, а число регистрируемых в одном эксперименте α-частиц колебалось от

20 до 60. Предполагая для простоты, что общая теория применима и в этом случае, получим, что вероятное отклонение наблюдаемого числа частиц от истинного среднего равно $\sqrt{z}$. Это отклонение для 20 частиц равно 4 или 5 частицам, а для 60 равно 7 или 8. Таким путем трудно точно сравнить теорию и эксперимент, однако нет сомнений в том, что наблюдаемые отклонения по порядку величины те же, которых следует ожидать по теории вероятности.

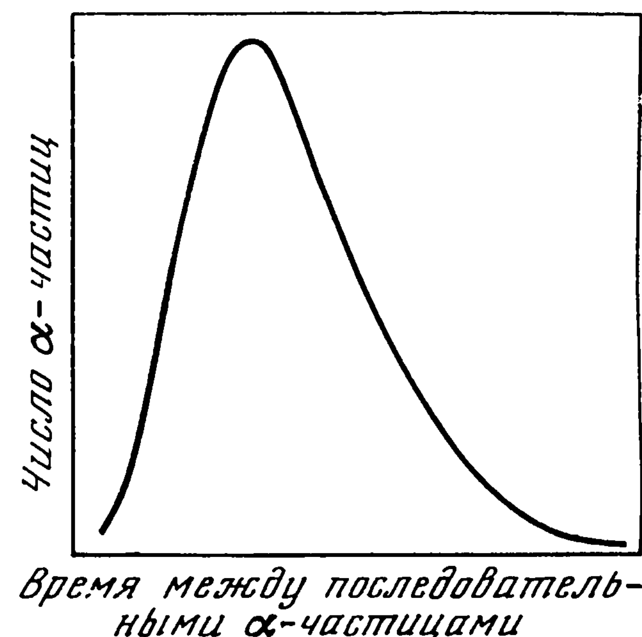


Рис. 4

Проведено несколько экспериментов как электрическим, так и сцинтилляционным методом по измерению распределения α-частиц во времени. Для этого источником α-лучей служила тонкая пленка радия. Зарегистрировано большое число α-частиц, причем измерялось время между последовательными попаданиями α-частиц в детектирующий цилиндр. Результаты наносились на график, по оси ординат которого откладывали число α-частиц, а по оси абсцисс — соответствующий временно́й интервал между последовательными попаданиями α-частиц. Получилась кривая, подобная приведенной на рис. 4; характер ее тот же, что и у вероятностной кривой распределения во времени. В настоящее время проводятся дальнейшие эксперименты по возможно более точному измерению кривой распределения, чтобы сравнить теорию с экспериментом.

Сводка результатов

1. На основе принципа усиления ионизации при столкновении электрический эффект, обусловленный отдельной α-частицей, может быть увеличен настолько, что его легко можно наблюдать с помощью обычного электрометра.

2. Величина электрического эффекта, обусловленного α-частицей, зависит от величины приложенного напряжения и может регулироваться в широких пределах.

3. Этот электрический метод может быть применен для счета α-частиц, испускаемых любыми видами активного вещества.

4. При использовании в качестве источника α-лучей радия C было точно подсчитано число α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек.* Для радия, находящегося в равновесии, это число равно $3{,}4 \cdot 10^{10}$ — для собственно радия и любого из его α-активных продуктов.

5. Число сцинтилляций, наблюдаемых на соответствующим образом приготовленном экране из сернистого цинка, в пределах экспериментальной ошибки равно числу падающих на него α-частиц, которые подсчитывались электрическим методом. Отсюда следует, что каждая α-частица рождает сцинтилляцию.

6. Распределение α-частиц во времени подчиняется законам вероятности.

Мы указывали раньше, что принцип усиления ионизации с помощью столкновений может найти широкое распространение как чувствительный метод обнаружения радиоактивного вещества и что при хороших условиях с помощью этого метода вполне возможно обнаружить отдельную α-частицу, а, следовательно, непосредственно вести счет числа α-частиц, испускаемых радиоактивными веществами.

Сейчас ведутся исследования этой и других проблем, возникших в результате проведенных экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1905, August.
2. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, October.
3. *Townsend J. S.* Philos. Mag., 1901, February; 1902, June; 1903, April; 1903, September, November.
4. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, August.
5. *Geiger H.* Proc. Roy. Soc., 1908, **81**, 174.
6. *Regener E.* Verh. Dtsch. phys. Ges., 1908, **10**, 78.
7. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1905, July.
8. *Schweidler E.* Congrès International pour l'Étude de la Radiologie. Liège, 1905.
9. *Kohlrausch K.* Wien. Ber., 1906, 673.
10. *Meyer S.*, *Regener E.* Verh. Dtsch. phys. Ges., 1908, N 1.
11. *Geiger H.* Philos. Mag., 1908, April.

ЗАРЯД И ПРИРОДА α-ЧАСТИЦЫ *

(Совместно с Г. Гейгером)

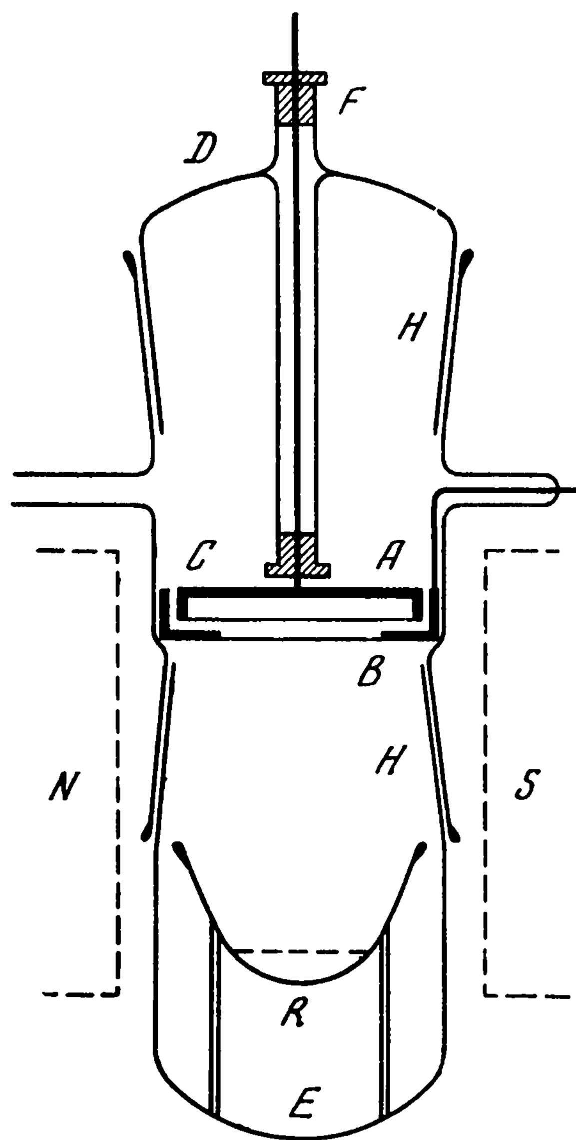
В предыдущей работе методом прямого счета мы определили число α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек*. Зная это число, можно определить уносимый каждой частицей заряд, измерив полный заряд, переносимый α-частицами, выбрасываемыми за 1 *сек* известным количеством радия. Поскольку в счетных экспериментах в качестве источника излучения использовался радий С, желательно непосредственно определить заряд, который несут α-частицы, испускаемые этим веществом. В опубликованной несколько лет назад статье [1] были исследованы условия, необходимые для осуществления экспериментов по точному определению заряда, который уносят α-лучи; тогда же был измерен заряд, который уносят α-частицы, выбрасываемые из тонкой пленки самого радия. В данных экспериментах применялся тот же общий метод с некоторыми изменениями, оказавшимися необходимыми при использовании радия С в качестве источника α-лучей.

Экспериментальное устройство ясно из рисунка. Цилиндрическая стеклянная трубка *HH* диаметром 4 *см* закрыта на концах пришлифованными стеклянными пробками *D* и *E*. Источник излучения *R* прикреплен к нижней пробке *E*. Излучение от источника проходит в измерительную камеру, которая жестко прикреплена к пробке *D* с помощью эбонитовой трубки *F*. Измерительная камера состоит из двух параллельных пластин *A* и *B*, находящихся на расстоянии 2 *мм* одна от другой. Круглое отверстие диаметром 1,92 *см*, вырезанное в латунной пластине *B*, покрыто тонким листком алюминиевой фольги. Верхняя камера *AC* состоит из плоского латунного цилиндра размером 2,5 *см*; нижняя поверхность этого цилиндра также покрыта листком алюминиевой фольги[1]. Пластина *B* присоединена через стенку стеклянной трубки к зажиму батареи, другой полюс которой заземлен. Изолированная от пластины *B* камера *AC* соединяется с одной парой квадрантов электрометра Долежалека, другая пара заземлена. Все устройство помещается между полюсами NS большого электромагнита (на рисунке показан штриховой линией), так что α-лучи на своем пути

---

* Proc. Roy. Soc., 1908, , A, 81, 162—173.

[1] Тормозная способность каждой алюминиевой фольги соответствует примерно 5 *мм* воздуха.



от источника R в измерительную камеру проходят через сильное магнитное поле.

После того как активное вещество устанавливается на место, прибор откачивается насосом Флеша. Затем откачка завершается с помощью трубки с кокосовым углем, погруженным в жидкий воздух. В этих экспериментах необходим высокий вакуум, чтобы насколько возможно уменьшить ионизацию остаточного газа под действием α-лучей. Если этого не сделать, положительный заряд, приобретенный верхней пластиной при поглощении α-частиц, очень быстро стечет обратно. Кроме получения высокого вакуума, необходимо поместить измерительную камеру в сильное магнитное поле. Хорошо известно, что α-частицы, проходя через вещество, высвобождают большое число медленных электронов, или δ-лучей, как они названы Дж. Дж. Томсоном. Наличие большого числа таких отрицательно заряженных частиц, бомбардирующих измерительную камеру, совершенно искажает эффект от положительного заряда, который переносят α-частицы. Если же измерительная камера расположена в сильном магнитном поле, то эти медленные частицы описывают очень малые орбиты и возвращаются на поверхность, откуда они вылетели. Таким путем можно полностью избавиться от искажающего влияния δ-лучей. Поскольку их скорость очень мала (около 10^8 *см/сек*), а масса невелика, для этой цели достаточно магнитного поля средней интенсивности.

Необходимо заметить, что α-частицы попадают не прямо в верхнюю пластину AC, а вначале проходят через тонкий слой алюминиевой фольги. Это сделано с целью уменьшить, насколько это возможно, число δ-частиц, находящихся в пространстве между электродами. Сквозь тонкий слой алюминия в основании цилиндра AC α-частицы легко проникают и полностью задерживаются верхней пластиной. Большое число δ-частиц, вылетающих из пластины AC при бомбардировке ее α-лучами, не может проникнуть обратно сквозь алюминиевую фольгу и, следовательно, не мешает измерениям. Следовательно, необходимо с помощью магнитного поля избавиться только от искажающего воздействия δ-частиц, вылетающих из двух слоев алюминиевой фольги.

В описываемых экспериментах магнитное поле играет и другую роль. Радий C испускает не только α-, но и β-частицы, которые в отсутствие магнитного поля лишь частично поглощаются и отдают свои отрицательные заряды верхней пластине. Прибор устанавливается так, чтобы магнитное поле простиралось от источника R до измерительной камеры. Источник

излучения располагался примерно на 3,5 *см* ниже измерительной камеры. Затем напряженность магнитного поля регулировалась так, чтобы β-частицы не попадали на нижнюю пластину и, следовательно, никак не воздействовали на измерительную камеру. Для этого существенно расположить источник излучения на таком расстоянии от пластины B, чтобы как достижимая в условиях эксперимента напряженность, так и длина пути лучей обеспечивали полное отклонение β-частиц к одной из стенок стеклянной трубки, прежде чем они достигнут пластины B.

Так как источник излучения был расположен ниже измерительной камеры, то для получения при измерениях достаточно большого эффекта необходимо было использовать очень активную поверхность радия C. Для этого на стеклянной трубке длиной около 8 *см* устанавливался пришлифованный плоский стеклянный колпачок, показанный на рисунке возле источника излучения R. Он наполнялся ртутью, и эманация примерно из 40 *мг* радия с помощью ртутного желоба проводилась к верхней части колпачка. Уровень ртути находился ниже верхней части колпачка и показан на рисунке штриховой линией. Эманация находилась в колпачке более 3 *час*; за это время количество радия C, осадившееся на внутренних стенках стеклянного колпачка и на поверхности ртути, достигает своего максимального значения. Затем с помощью ртутного желоба эманация быстро удалялась, ртуть сливалась, а колпачок снимался со стеклянной трубки. Внутренняя поверхность колпачка вначале промывалась водой и спиртом, чтобы удалить всякие следы смазки на внутренней стороне стекла, и затем служила источником интенсивного α-излучения. Через 15 *мин* α-излучение однородно по составу и полностью обусловлено радием C. После этого активный стеклянный колпачок устанавливался на место в измерительной камере, которая быстро откачивалась насосом Флеша. Затем в жидкий воздух погружался кокосовый уголь и в короткий срок достигался высокий вакуум. Обычно для выполнения различных операций и получения достаточно высокого вакуума после удаления эманации требовалось от 15 до 30 *мин*, после чего можно было начинать измерения.

Чтобы определить количество радия C на стеклянном колпачке, измерялась его γ-активность. С этой целью на некотором расстоянии от одной из сторон прибора устанавливался электроскоп и время от времени в течение эксперимента измерялась скорость его разряда. Электроскоп калибровался обычным путем с помощью стандартного препарата радия, помещенного на таком же расстоянии, как и источник R, от электроскопа, так что находящееся в любой момент времени в источнике количество радия C определялось относительно его равновесного содержания в определенном количестве радия. Такие измерения с помощью γ-лучей могут производиться очень просто и точно, и при соответствующих предосторожностях ошибки не превысят 1%.

Методика расчета

В сильном магнитном поле верхняя пластина заряжается положительно или отрицательно. Сначала измеряется ток в том случае, когда нижняя пластина заряжена до потенциала $+V$, а затем когда та же пластина находится под потенциалом $-V$. Пусть в первом случае был зарегистрирован ток i_1, а во втором случае — ток i_2; i_2 всегда меньше i_1; соотношение между i_1 и i_2 зависит от степени откачки. Пусть i_0— ток в газе, обусловленный ионизацией остаточного газа между пластинами под действием α-лучей. Тогда

$$i_1 = i_0 + nE, \tag{1}$$

где n — число α-частиц, попадающих в верхнюю пластину в 1 *сек*; E — заряд каждой частицы.

При изменении знака приложенного напряжения ионизационный ток остается тем же по величине, но противоположным по направлению. Следовательно,

$$i_2 = nE - i_0. \tag{2}$$

Объединяя (1) и (2), получим

$$nE = \frac{1}{2}(i_1 + i_2).$$

Пусть Q — количество радия С, содержание которого в любой момент времени измеряется по γ-активности 1 *г* радия, а N — число α-частиц, испущенных радием С, вылетающих из 1 *г* радия в 1 *сек*. Общее количество α-частиц, вылетающих из источника R, равно QN. Пусть K — часть общего числа α-частиц, испущенных источником и попавших на верхнюю пластину. Тогда $n = KQN$, где K и Q измеряются, а N известно из счетных экспериментов. Значит, заряд E каждой α-частицы составит

$$E = \frac{i_1 + i_2}{2KQN}.$$

В предварительных экспериментах было выяснено, что значения i_1 и i_2 в исследованных пределах от 2 до 8 *в* не зависят от напряжения. В большинстве последующих экспериментов применялась э. д. с. , равная $\pm$ 2 *в*. Экспериментально было установлено, что выше определенного предела величина $^1/_2(i_1 + i_2)$ не зависит от напряженности магнитного поля. Например, увеличение тока в электромагните с 10 до 20 *а* не приводило к изменению величины i_1 или i_2. Но при токе 6 *а* происходило отчетливое уменьшение этих токов, так как напряженность поля была недостаточна для полного отклонения всех β-частиц. Во всех заключительных экспериментах применялся ток возбуждения 12 *а*. Провода к электрометру и электромагниту были хорошо экранированы, и показания электрометра исключительно устойчивы. Внешнее воздействие γ-лучей, обусловленное интенсивным источником излучения, было, насколько возможно, уменьшено с помощью толстых пластин свинца. Прибор размещался на не-

котором расстоянии от электрометра, а изолированный соединительный провод помещался в длинной латунной трубке, соединенной с землей. Несмотря на эти предосторожности, ионизация, обусловленная γ-лучами, не позволила избежать небольшой обратной утечки в системе электрометра во время увеличения его потенциала. Это легко корректировалось каждый раз путем измерения скорости прохождения стрелки каждых 10 делений шкалы, пока отклонение не достигало более 150 делений.

Часть K общего числа α-частиц, попадавших на верхнюю пластину, определялась в предположении, что α-частицы испускаются равномерно во всех направлениях. Справедливость этого предположения была проверена в других экспериментах. Расстояние источника излучения от нижней пластины определялось катетометром. Поправка на конечные размеры источника излучения вводилась графически путем деления поверхности на концентрические круги и определения для каждого из них значения K. В приведенных ниже экспериментах среднее значение K было равно 0,0172. Значение N, полученное в счетных экспериментах, составляет $3{,}4 \cdot 10^{10}$. Помещенная здесь таблица иллюстрирует результаты, полученные в двух сериях экспериментов.

В первом столбце приводятся количества последовательных серий измерений значений i_1 и i_2; во втором — средняя интенсивность γ-излу-

Число наблюдений	Интенсивность излучения, *мг* Ra	Емкость, *см*	i_1, *дел/сек*	i_2, *дел/сек*	$^1/_2\,(i_1+i_2)$, *дел/сек*	$E, \times 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*
			Эксперимент I			
1	21,0	495	2,24	1,75	1,99	8,8
1	18,5	495	1,74	1,55	1,68	8,3
2	13,9	495	1,61	1,27	1,44	9,2
1	11,4	495	1,31	1,07	1,19	9,6
1	10,6	495	1,19	0,92	1,05	9,1
2	6,98	495	0,856	0,706	0,78	10,0
2	3,08	146	1,11	0,87	0,99	8,7
					Среднее значение	9,2
			Эксперимент II			
2	16,1	495	1,90	1,47	1,68	9,3
1	14,8	495	1,63	1,28	1,45	9,1
2	10,7	304	2,03	1,84	1,95	10,0
1	9,8	304	1,85	1,40	1,62	9,9
2	6,32	146,5	2,22	1,83	2,02	8,7
1	5,16	146,5	2,02	1,46	1,74	9,1
					Среднее значение	9,4

чения во время эксперимента, выраженная в миллиграммах чистого радия; в третьем — емкость электрометра в сантиметрах; в четвертом и пятом — значения i_1 и i_2, выраженные в единицах делений шкалы, проходимых стрелкой электрометра за 1 *сек*; в шестом — средние значения i_1 и i_2, также выраженные в делениях шкалы за 1 *сек*; в седьмом — вычисленная величина E — заряда α-частицы в электростатических единицах. При вычислении среднего значения E в каждой полной серии опытов каждая величина E учитывалась с весом, равным числу измерений токов i_1 и i_2. Среднее значение E из эксперимента I равно $9{,}2\cdot 10^{-10}$, а из эксперимента II — $9{,}4\cdot 10^{-10}$. Средняя из этих величин равна $9{,}3\cdot 10^{-10}$. Таким образом, можно сделать заключение, что положительный заряд E, переносимый α-частицей, испущенной радием С, равен $9{,}3\cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*

Из других данных известно, что α-частицы, испущенные любыми радиоактивными веществами, которые были исследованы, идентичны. Следовательно, можно сделать вывод, что каждая α-частица, независимо от типа источника, в нормальных условиях имеет приведенное выше значение заряда.

Сравнение заряда, переносимого α-частицей и атомом водорода

Заряд, переносимый ионом в газах, определяли многие исследователи. Таунсенд [2] на основе исследования освобождающегося при электролизе кислорода заряженного газа сделал вывод, что каждая частица несет заряд примерно в $3\cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.* Дж. Дж. Томсон [3], Г. Вильсон [4], Милликен и Бегеман [5] с помощью хорошо известного теперь метода образования капель воды на ионах при быстром расширении провели измерения заряда, переносимого ионом в газе. Окончательное значение e, полученное Дж. Дж. Томсоном, составляет $3{,}4\cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*, Вильсоном — $3{,}1\cdot 10^{-10}$, а Милликеном — $4{,}06\cdot 10^{-10}$.

Из полученных этими экспериментаторами значений видно, что величина E заряда, переносимого α-частицей ($9{,}3\cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*), находится в пределах между $2e$ и $3e$. Исходя из общих представлений о том, что заряд e, переносимый атомом водорода, есть фундаментальная единица количества электричества, мы делаем вывод, что заряд, переносимый α-частицей,— целая величина, кратная e, и может быть равна $2e$ или $3e$.

Теперь рассмотрим некоторые данные, основанные на результатах исследования радиоактивности, которые показывают, что α-частица несет заряд $2e$ и что обычно принимаемое значение e до некоторой степени занижено [1].

[1] В недавно опубликованной статье Регенер [6] на основе косвенных данных показал, что α-частица несет заряд $2e$. Он подсчитал число сцинтилляций, вызванных препаратом полония, и предположил, что оно равно числу испущенных α-частиц. Затем было произведено сравнение числа α-частиц, полученных из измерений ионизационного тока и из полученных Резерфордом данных о количестве ионов, создаваемых α-частицей.

Первый метод. Прежде всего рассчитаем заряд E, переносимый α-частицей, предположив, что тепловой эффект радия есть мера кинетической энергии испущенных им α-частиц. Косвенное доказательство, подтверждающее это предположение, заключается в том, что, как известно, совместный тепловой эффект β- и γ-лучей не превышает нескольких процентов от теплового эффекта, обусловленного α-лучами. Если m — масса α-частицы, а u — ее начальная скорость вылета, то кинетическая энергия α-частицы равна

$$\frac{1}{2}mu^2 = \frac{1}{2}\frac{mu^2}{E}E.$$

В одной из предыдущих статей [7] по величине электростатического отклонения α-лучей была точно определена величина $\frac{1}{2}\frac{mu^2}{E}$ для четырех групп α-частиц, испускаемых радием в равновесии, и показано, что кинетическая энергия α-частицы, испущенная 1 *г* радия в равновесии, равна $4{,}15\cdot 10^4$ NE *эрг*, где N — число атомов радия, распадающихся за 1 *сек*. Тепловой эффект стандартного препарата радия составляет 110 *кал/г·час*. Этому соответствует механический эквивалент $1{,}28\cdot 10^6$ *эрг/сек*. Сравним кинетическую энергию α-частиц с наблюдаемым тепловым эффектом

$$4{,}15\cdot 10^4 NE = 1{,}28\cdot 10^6.$$

Подставляя известное значение $N = 3{,}4\cdot 10^{10}$, получим

$$E = 9{,}1\cdot 10^{-10} \text{ эл.-стат. ед.}$$

Согласие между рассчитанными и измеренным значениями даже лучше, чем можно было ожидать, принимая во внимание неопределенность данных.

Второй метод. Вычислим теперь по известному периоду превращения радия заряд e, переносимый атомом водорода. В результате ряда экспериментов Болтвуд [8] показал, что период превращения радия может быть измерен очень просто. Он подсчитал, что наполовину радий превращается за 2000 лет. Пусть P — число атомов водорода, содержащееся в 1 *г* водорода. Тогда число атомов радия в 1 *г* радия равно $P/226$. Если λ — постоянная распада радия, то число распавшихся атомов в 1 *г* радия за 1 *сек* составит $\lambda P/226$. Если сделать достаточно оправданное предположение, что при распаде атома испускается только одна α-частица, то эта величина равна числу α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек*. Из счетного эксперимента значение N равно $3{,}4\cdot 10^{10}$, соответственно $\lambda P/226 = 3{,}4\cdot 10^{10}$.

Из данных по электролизу воды известно, что

$$Pe = 9{,}6\cdot 10^4 \text{ эл.-магн.ед.} = 2{,}88\cdot 10^{14} \text{ эл.-стат.ед.},$$

где e — заряд, переносимый атомом водорода. Поделив одно равенство

на другое и подставив полученное в измерениях Болтвуда значение $\lambda = 1{,}09 \cdot 10^{-11}$, получим

$$e = 4{,}1 \cdot 10^{-10} \text{ эл.-стат. ед.}$$

Это новый метод определения e по данным о радиоактивности. Если вместо одной α-частицы во время распада атома радия выбрасываются две α-частицы, то значение e удваивается, т. е. до $8{,}2 \cdot 10^{-10}$. Это значение более чем вдвое больше значений, определенных другими методами, и неприемлемо.

Обсуждение точности методов определения *e*

Экспериментально мы установили, что α-частица несет положительный заряд $E = 9{,}3 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.* Если заряд α-частицы равен $2e$, то значение e (заряд атома водорода) составляет $4{,}65 \cdot 10^{-10}$. Это несколько превышает величину e, найденную в измерениях Дж. Дж. Томсона и Милликена. Кроме того, она несколько больше величины, выведенной из соображений, основанных на времени жизни радия.

Так как точное знание величины e теперь приобрело важное значение, мы кратко рассмотрим некоторые соображения, показывающие, что величина e, определенная всеми старыми методами, вероятно, слишком мала. Мы далеки от намерения как-то критиковать точность измерений, проведенных столь внимательными экспериментаторами, а только хотим обратить внимание на источник ошибок, который всегда присутствовал в этих экспериментах и от которого чрезвычайно трудно избавиться. В обсуждаемых здесь экспериментах число ионов, имеющихся в газе, выводится из наблюдений скорости падения ионов, на которых конденсируется вода при адиабатическом расширении. При этом предполагается, что испарением капель в течение времени измерения скорости их падения можно пренебречь. Однако испарение несомненно происходит, и диаметры капель постоянно уменьшаются. Краткое рассмотрение методов расчета, применяемых в этих экспериментах, показывает, что наличие подобного эффекта приводит к завышению числа имеющихся ионов и, следовательно, к преуменьшению величины e. Поправка, которую необходимо ввести вследствие наличия такого эффекта, несомненно, непостоянна и зависит от размеров экспериментального сосуда и других обстоятельств. Если ошибки, обусловленные этим эффектом, составляют около 30% в экспериментах Дж. Дж. Томсона и Г. Вильсона и около 15% — в опытах Милликена, то скорректированное значение e будет согласовываться с величиной $4{,}65 \cdot 10^{-10}$, выведенной из измерений заряда, переносимого α-частицей.

С другой стороны, определяемая из периода превращения радия величина $e = 4{,}1 \cdot 10^{-10}$, по-видимому, по ряду соображений тоже слишком занижена. Примененный Болтвудом метод очень прост и предусматривает только сравнение двух количеств радия эманационным методом.

Предположим, что мы взяли некоторое количество радия старого минерала, содержащего 1 *г* урана, и определили методом эманации количество R имеющегося в нем радия. Поскольку уран находится в равновесии с ионием (источником радия) и самим радием, то скорость образования радия q при распаде его источника—иония—должна быть равна скорости распада самого радия, λR. С помощью химического метода из минерала выделяют ионий и определяют скорость образования им радия q. Следовательно, $q = \lambda R$, или $\lambda = q/R$. Отношение q/R может быть определено с достаточной точностью методом эманации, при этом степень чистоты радиевого стандарта не будет иметь влияния. Как указывает Болтвуд, точность этого метода измерения зависит главным образом от полноты выделения иония из минерала. Если выделяется не весь ионий, то значение λ получится меньшим, а период превращения соответственно более длинным. Например, если при проведении эксперимента останется 10% невыделенного иония, то период распада для радия составит 1800 лет вместо 2000, и заряд, переносимый атомом водорода, определенный по этим данным, будет примерно равен $4{,}6 \cdot 10^{-10}$ вместо $4{,}1 \cdot 10^{-10}$.

Рассматривая данные в целом, можно достаточно уверенно сделать вывод, что α-частица несет заряд $2e$ и что e незначительно отличается от $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.* [1]

Атомные характеристики

Мы видели, что метод подсчета α-частиц и измерения их заряда привел к новой оценке зарядов, переносимых α-частицами и атомами водорода. Для удобства ниже приведены полученные таким путем характеристики атома.

Заряд, переносимый атомом водорода	$4{,}65 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*
Заряд, переносимый α-частицей	$9{,}3 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*
Число атомов в 1 *г* водорода	$6{,}2 \cdot 10^{23}$
Масса атома водорода	$1{,}61 \cdot 10^{-24}$ *г*
Число молекул в 1 *см*³ любого газа при нормальных давлении и температуре	$2{,}72 \cdot 10^{19}$

Природа α-частицы

Значение величины E/M (отношение заряда α-частицы к ее массе) было определено путем измерения отклонения α-частицы в магнитном и электрическом полях и составляет в электромагнитной системе единиц $5{,}07 \cdot 10^3$ [9]. Соответствующая величина e/m для атома водорода, выделяющегося при электролизе воды, равна $9{,}63 \cdot 10^3$. Как мы уже видели, экспериментальные данные убедительно свидетельствуют в пользу соот-

[1] Интересно отметить, что Планк определил значение $e = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.* из общей теории теплового излучения.

ношения $E = 2e$. Следовательно, $M = 3{,}84\ m$, т. е. атомный вес α-частицы равен 3,84. Атомный вес гелия 3,96. Принимая во внимание возможные экспериментальные ошибки при определении значения E/M для α-частицы, можно сделать вывод, что *α-частица — это атом гелия*, или более точно: *α-частица, потерявшая свой положительный заряд, становится атомом гелия.*

Некоторые следствия из этого вывода уже были подробно обсуждены ранее [10]. Здесь достаточно лишь обратить внимание на непосредственные выводы об атомном весе различных продуктов радия. Имеются непосредственные доказательства того, что в случае радия каждое α-превращение сопровождается испусканием одной α-частицы из каждого атома. Следовательно, поскольку атомный вес радия равен 226, то атомный вес эманации — 222, а радия А — 218. Наши данные еще слишком скудны, чтобы с уверенностью решить вопрос, равна ли эта масса массе α-частицы, испускаемой при безлучевых или β-превращениях, или сравнима с ней.

Интересно отметить, что последнее определение Перкинсом [11] молекулярного веса эманации путем сравнения скорости ее диффузии и паров ртути дало значение 235. Более ранние оценки молекулярного веса по данным диффузии были значительно ниже, однако последним измерениям следует отдать большее предпочтение, так как ртуть, подобно эманации, представляет собой одноатомный газ и обладает сравнимым атомным весом.

Расчет радиоактивных характеристик

Теперь мы можем рассчитать значения некоторых важных радиоактивных характеристик.

1. *Объем эманации.* Один атом радия при распаде выделяет одну α-частицу и приводит к образованию одного атома эманации с атомным весом 222. Так как 1 *г* радия за 1 *сек* испускает $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-частиц, то за 1 *сек* образуется равное количество атомов эманации. Мы показали, что при этом в 1 *см*^{3} любого газа при обычных давлении и температуре будет $2{,}72 \cdot 10^{19}$ молекул. Объем эманации, образующейся из 1 *г* радия за 1 *сек*, соответственно равен $1{,}25 \cdot 10^{-9}$ *см*^{3}. Наибольший объем равен скорости образования, деленной на величину радиоактивной константы λ, которая равна 1/468 000. Таким образом, наибольший объем эманации из 1 *г* радия равен 0,585 *см*^{3}.

2. *Скорость образования гелия.* Поскольку α-частица есть атом гелия, то число атомов гелия, образующихся из 1 *г* радия в равновесии за 1 *сек*, составляет $4 \cdot 3{,}4 \cdot 10^{10}$. Множитель 4 введен потому, что в радии в равновесии имеется 4 α-активных продукта, каждый из которых испускает за 1 *сек* одинаковое число α-частиц. Следовательно, объем гелия, образующегося из 1 *г* радия за 1 *сек*, равен $5{,}0 \cdot 10^{-9}$ *см*^{3}, что соответствует 0,43 *мм*^{3} за день, или 158 *мм*^{3} за год. Точное определение скорости образования гелия из радия экспериментально представляет большой интерес.

3. *Тепловой эффект радия.* Если основной вклад в тепловое излучение радия вносит кинетическая энергия испускаемых α-частиц, то эту величину можно сразу же рассчитать. Обратная задача уже обсуждалась в данной статье. Из приведенных величин видно, что тепловое излучение радия должно быть несколько больше 113 *кал/г·час*.

4. *Время жизни радия.* Из обсужденной ранее обратной задачи следует, что время жизни радия составляет 1760 лет, если предполагать, что заряд атома водорода равен $4{,}65 \cdot 10^{-10}$.

Для удобства ниже приводятся рассчитанные значения некоторых наиболее важных радиоактивных характеристик:

Заряд α-частицы	$9{,}3 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*
Число α-частиц, испускаемых 1 *г* собственно радия	$3{,}4 \cdot 10^{10}$
Число атомов радия, распавшихся за 1 *сек*	$3{,}4 \cdot 10^{10}$
Объем эманации из 1 *г* радия	0,585 *мм*^{3}
Образование гелия из 1 *г* радия за год	158 *мм*^{3}
Тепловой эффект 1 *г* радия	113 *кал/час*
Время жизни радия	1760 лет

Расчеты значений ряда других радиоактивных характеристик и величин могут легко быть произведены по экспериментальным данным, приведенным в этой статье. Из-за недостатка места мы не будем их приводить.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1905, August.
2. *Townsend J. S.* Philos. Mag., 1898, February; 1904, March.
3. *Thomson J. J.* Philos. Mag., 1903, March.
4. *Wilson H. A.* Philos. Mag., 1903, April.
5. *Millikan R., Begeman.* Phys. Rev., 1908, February, 197.
6. *Regener E.* Verh. Dtsch. phys. Ges., 1908, **10**, 78.
7. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, October.
8. *Boltwood B.* Amer. J. Sci., 1908, June.
9. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, October.
10. *Rutherford E.* Radioactivity, 1905, 2nd ed., p. 479—486; Radioactive Transformations, Chap. VIII.
11. *Perkins P.* Amer. J. Sci., 1908, June.

ХИМИЧЕСКАЯ ПРИРОДА α-ЧАСТИЦ, ИСПУСКАЕМЫХ РАДИОАКТИВНЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ

Нобелевская лекция, прочитанная в Королевской Академии наук в Стокгольме 11 декабря 1908 г.

Исследование свойств α-лучей сыграло выдающуюся роль в развитии науки о радиоактивности и привело к пониманию целого ряда фактов и зависимостей первостепенного значения. По мере накопления экспериментальных данных все более обнаруживалось, что значительная часть радиоактивных явлений тесно связана с испусканием α-частиц. В этой лекции будет сделана попытка дать краткий исторический обзор развития наших знаний об α-излучении и проследить долгий и трудный путь, пройденный экспериментаторами при решении сложной проблемы химической природы α-частиц. Впервые α-лучи были обнаружены в 1899 г. в виде излучения особого типа, и в течение последних 6 лет проводились настойчивые исследования этой важной проблемы, решение которой пришло тогда, когда казалось, что все силы штурмующих уже иссякли.

Вскоре после того, как Беккерель открыл фотографическим методом излучательную способность урана, он показал, что урановое излучение, как и рентгеновские лучи, обладает свойством разряжать наэлектризованное тело. При подробном исследовании этого свойства я, изучая зависимость скорости разряда от числа слоев тонкой алюминиевой фольги, помещенных над поверхностью слоя окиси урана, пришел к выводу о наличии двух видов излучения. Выводы в то время были сформулированы следующим образом [1]:

«Эти эксперименты показывают, что урановое излучение имеет сложный состав и что существует по крайней мере два вида излучения: одно, легко поглощающееся, которое мы будем для удобства называть α-излучением, и другое, обладающее большей проникающей способностью, названное β-излучением». После того как были открыты другие радиоактивные вещества, оказалось, что их излучения аналогичны α- и β-лучам урана, а когда Вийяр обнаружил еще более проникающее излучение радия, оно получило название γ-излучения. Эти названия вскоре стали общепринятыми, как удобные обозначения трех различных видов излучений, испускаемых ураном, радием, торием и актинием. На первых порах α-лучам вследствие их незначительной проникающей способности не придавали большого значения, главное внимание было направлено на более проникающие β-лучи. После появления активных препаратов радия Гизель в 1899 г. показал, что β-лучи, испускаемые этими препаратами,

легко отклоняются магнитным полем в том же направлении, что и поток катодных лучей, несущих отрицательный заряд; следовательно, β-лучи представляют собой также поток отрицательно заряженных частиц. Доказательство тождественности β-частиц и электронов, образующих катодные лучи, завершил в 1900 г. Беккерель, который показал, что β-частицы, испускаемые радием, имеют почти такую же малую массу, как и электроны, и что они испускаются со скоростью, сравнимой со скоростью света. Время не позволяет мне остановиться на более поздней работе Кауфмана и других работах по этому вопросу, которые намного расширили наши знания о структуре и массе электронов.

Между тем дальнейшие исследования показали, что ионизация, наблюдаемая вблизи неэкранированного радиоактивного вещества, в основном обусловлена α-частицами и что бо́льшая часть энергии излучается в виде α-лучей. В 1901 г. Резерфорд и Маккланг рассчитали, что 1 *г* радия излучает бо́льшую часть энергии в виде α-лучей.

Возрастающее признание значения α-лучей в явлениях радиоактивности привело к попыткам выяснить природу этого легко поглощаемого вида излучения. В 1901 г. Стрэтт, а в 1902 г. Вильям Крукс высказали предположение, что α-лучи, по-видимому, частицы с положительным зарядом. К тому же выводу пришел независимо от них и я, исходя из рассмотрения многих данных. Если это справедливо, то α-лучи должны отклоняться в магнитном поле. Предварительные измерения показали, что отклонение весьма незначительно, если вообще оно существует. Опыты продолжались с перерывами в течение двух лет, только в 1902 г., когда мы получили препарат радия с активностью в 19 000, я смог убедительно показать, что α-частицы отклоняются в магнитном поле, хотя и в гораздо меньшей степени, чем β-лучи. Это доказало, что α-излучение заключается в испускании заряженных частиц, а направление отклонения в магнитном поле показало, что каждая частица несет положительный заряд. Отклонение α-частиц наблюдалось также в электрическом поле, и по величине отклонения был сделан вывод, что скорость самых быстрых частиц равна около $2{,}5 \cdot 10^9$ *см/сек*, или $^1/_{12}$ скорости света, тогда как величина e/m — отношение заряда частицы к ее массе — равна 6000 *эл.-магн. ед.* Из данных по электролизу воды сейчас известно, что значение e/m для атома водорода равно 9650. Если α-частица несет такой же заряд, как и заряд атома водорода, то масса α-частицы должна быть приблизительно вдвое больше массы атома водорода. Вследствие сложного состава лучей эти результаты следует считать только приближенными. Но эксперименты ясно показали, что масса α-частицы порядка массы атома и они могут в конце концов оказаться либо атомами водорода или гелия, либо атомами какого-то неизвестного элемента с малым весом. Такие опыты повторно провел де Кудр в 1903 г., а Беккерель обнаружил фотографическим методом отклонение α-лучей в магнитном поле.

Доказательство того факта, что α-частицы действительно представляют собой заряженные атомы вещества, вылетающие с огромной ско-

ростью, сразу же пролило яркий свет на природу радиоактивных процессов и, в частности, на серию других важных исследований, которые велись мною тогда же в лаборатории в Монреале совместно с Ф. Содди. Если бы время позволило, было бы интересно рассмотреть несколько подробнее сущность этих исследований, которые послужили прочным основанием для построения общепринятой теперь «теории превращений» в учении о радиоактивности.

На основе подробного исследования тория, радия и урана Резерфорд и Содди пришли к заключению, что радиоактивные тела находятся в состоянии превращения, в результате чего образуется ряд новых веществ, полностью отличающихся по своим химическим и физическим свойствам от исходного элемента. Из независимости скорости превращения от химических и физических воздействий следует, что превращения носят атомный, а не молекулярный характер. Было показано, что каждое из этих новых тел теряет свои радиоактивные свойства по определенному закону. Даже до открытия материальной сущности α-лучей считали вероятным, что излучение, испускаемое любым конкретным веществом, сопровождается разрушением его атомов. Доказательство того, что α-частица представляет собой выбрасываемый атом вещества, сразу же подкрепило этот вывод и в то же время дало более конкретное и определенное представление о процессах, происходящих в радиоактивном веществе. Наша точка зрения того времени ясна из следующей цитаты [2], утверждения которой с небольшими изменениями справедливы и сейчас:

«На основе полученных к настоящему времени данных можно сделать вывод, что начало последовательности химических превращений, протекающих в радиоактивных телах, обусловлено испусканием α-лучей, т. е. выбрасыванием из атома тяжелой заряженной массы. Остающаяся часть нестабильна и претерпевает дальнейшие химические изменения, которые в свою очередь сопровождаются испусканием α-лучей, в некоторых случаях — также β-лучей.

Свойство радиоактивных тел, по-видимому, самопроизвольно испускать большие массы с огромными скоростями подтверждает ту точку зрения, что атомы этих веществ представляют собой, по крайней мере частично, быстро вращающиеся или колеблющиеся системы тяжелых заряженных тел, бóльших по сравнению с электроном. Внезапный выброс этих масс с орбиты может произойти под действием внутренних или внешних сил, о которых мы в настоящее время ничего не знаем».

Рассмотрим объяснение превращений, происходящих в радии. Предполагается, что каждую секунду небольшая доля атомов радия становится неустойчивой, распадаясь с силой взрыва. Осколки атома (α-частицы) вылетают с большой скоростью, а остаток атома, вес которого уменьшился, становится атомом нового вещества — эманации радия. Атомы этого вещества намного менее устойчивы, чем атомы радия, и снова взрываются, выбрасывая α-частицы. В результате получается атом радия А, и, таким образом, процесс распада продолжается по длинной цепи ступеней.

Могу здесь лишь мимоходом сослаться на большое число работ, выполненных различными экспериментаторами для исследования длинного

ряда превращений радия, тория и актиния, на связь между радием и ураном и на открытие Болтвудом долго разыскиваемого и неуловимого предшественника радия — иония. Эта сторона вопроса необычайно интересна и важна, но имеет лишь косвенное отношение к предмету моей лекции. Было обнаружено, что огромное большинство переходных элементов, получающихся при превращениях урана и тория, распадается с выбрасыванием α-частиц. Однако несколько элементов выбрасывают лишь β-частицы, а некоторые оказываются «безлучевыми», т. е. подвергаются изменениям без испускания α- и β-частиц. Необходимо предположить, что в этих последних случаях атомы распадаются с испусканием α-частиц, скорость которых слишком мала, чтобы их можно было обнаружить, или, что более вероятно, процесс атомной перестройки происходит без испускания материальных частиц атомных размеров.

Другое поразительное свойство распада радия, как было вскоре замечено, также связано с испусканием α-частиц. В 1903 г. П. Кюри и Лаборд показали, что радий — самонагревающееся вещество и температура его всегда выше температуры окружающего воздуха. С самого начала казалось возможным, что этот эффект должен быть результатом нагревания, вызванного бомбардировкой радия α-частицами. Рассмотрим шарик радия, помещенный в трубку. Из всех частей нашего шарика α-частицы вылетают в равной степени, и вследствие их малой проникающей способности все застревают в самом радии или в стенках трубки. Энергия движения α-частиц превращается в теплоту. С этой точки зрения радий подвергается сильной и непрерывной бомбардировке своими собственными частицами и нагревается своим собственным излучением. Это подтвердила работа Резерфорда и Барнса в 1903 г., которые показали, что $^3/_4$ эффекта нагрева радия обусловлено не непосредственно радием, а продуктом его распада — эманацией и что каждое из различных веществ, образующихся в радии, выделяет тепло пропорционально энергии испускаемых им α-частиц. Эти опыты убедительно показали, как огромна по сравнению с содержанием материи энергия, которая выделяется при превращении эманации. Можно легко подсчитать, что 1 *кг* эманации радия и ее продуктов могут первоначально выделять энергию, отвечающую 14 000 *л. с.*, и на протяжении своей жизни выделят энергию, соответствующую 80 000 *л.с.* в день.

Таким образом, стало ясно, что эффект самонагревания радия — явление главным образом вторичное, обусловленное бомбардировкой собственными α-частицами. Стало очевидным, что все радиоактивные вещества должны выделять теплоту пропорционально количеству и энергии α-частиц, испускаемых за 1 *сек.*

Теперь необходимо рассмотреть другое открытие первостепенной важности. Обсуждая следствия теории распада, Резерфорд и Содди обратили внимание на тот факт, что любое стабильное вещество, образующееся в результате превращения радиоактивных элементов, должно присутствовать в радиоактивных минералах, в которых процессы превращения про-

исходят на протяжении всего времени их существования. Это предположение впервые было выдвинуто в 1902 г. [3]. «В свете этих результатов и выдвинутой точки зрения на природу радиоактивности естественно возникают мысли о том, не может ли быть связано присутствие гелия в минералах и его постоянное нахождение совместно с ураном и торием с их радиоактивностью». И еще [4]: «Поэтому следует предположить, что если какие-либо из неизвестных конечных продуктов превращения радиоактивного элемента газообразны, они должны, вероятно в больших количествах, оказаться поглощенными в естественных минералах, содержащих этот элемент. Это подкрепляет уже высказанное нами ранее [3] предположение, что гелий, по-видимому, конечный продукт распада одного из радиоактивных элементов, поскольку он обнаруживается только в радиоактивных минералах».

В то же время было признано вполне вероятным, что α-частицы сами могут оказаться атомами гелия. Так как в то время можно было получить только слабо радиоактивные препараты, не представлялось возможным проверить, действительно ли гелий образуется радием. Примерно через год благодаря доктору Гизелю из Брауншвейга экспериментаторы получили препараты чистого бромида радия. В 1903 г., используя 30 *мг* препарата Гизеля, Рамзай и Содди смогли убедительно показать, что гелий содержится в радии, полученном несколько месяцев назад, и что эманация образует гелий. Это открытие представляло величайший интерес, так как оно позволило выяснить, что в дополнение к ряду переходных элементов превращения радия приводят также к устойчивой форме вещества.

Сразу же возникает фундаментальный вопрос о месте гелия в схеме превращений радия. Является ли гелий их последним, конечным продуктом или же он возникает на какой-либо другой стадии? В письме в «Nature» [5] я указал, что гелий, по-видимому, происходит из α-частиц, выбрасываемых α-активными продуктами распада радия, и сделал приблизительную оценку скорости образования гелия из радия. Было подсчитано, что количество гелия, образованного 1 *г* радия, должно составлять от 20 до 200 *мм*^{3} в год, но, вероятно, ближе к верхней оценке. Имевшихся тогда для расчета данных было недостаточно, но интересно отметить, что недавно установленная Дж. Дьюаром (в 1908 г.) скорость образования гелия 134 *мм*^{3} в год ненамного отличается от рассчитанного тогда наиболее вероятного значения.

Эти оценки скорости образования гелия были изменены позднее, когда были получены новые и более точные данные. В 1905 г. я измерил заряд, переносимый α-частицами с тонкой пленки радия. Предполагая, что каждая α-частица имеет ионный заряд, измеренный Дж. Дж. Томсоном, я показал, что в 1 *сек* из 1 *г* собственно радия вылетает $6{,}2 \cdot 10^{10}$ α-частиц, и вчетверо больше этого числа, когда радий находится в равновесии со своими тремя α-активными продуктами распада. Скорость образования гелия, вычисленная по этим данным, составляла 240 *мм*^{3} из 1 *г* в год.

Между тем благодаря замечательным исследованиям Брэгга, а также

Климана в 1904 г. наши познания о характере поглощения α-частиц веществом существенно расширились. Давно известно, что по сравнению с β-лучами поглощение α-частиц веществом во многих отношениях различно. Брэгг показал, что эти различия возникают потому, что α-частицы благодаря большой энергии движения не отклоняются, подобно β-частицам, от своего пути, а распространяются почти прямолинейно, ионизуя на своем пути молекулы. С тонкой пленки вещества определенного вида все α-частицы вылетают с одной и той же скоростью и теряют свою ионизационную способность внезапно после прохождения конечного расстояния в воздухе. С этой точки зрения скорость α-частиц уменьшилась при прохождении через вещество на одинаковую величину. Эти выводы Брэгга были подтверждены моими экспериментами с помощью фотографического метода. В качестве источника лучей была использована тонкая пленка радия С, осажденного из эманации радия на тонкой проволочке. Исследованием отклонения лучей в магнитном поле было установлено, что лучи однородны и выбрасываются с поверхности проволоки с одинаковой скоростью. Было обнаружено, что при прохождении лучей через экран из слюды или алюминия скорость всех α-частиц уменьшилась на одну и ту же величину, но прошедший пучок все еще оставался однородным.

Был замечен интересный результат. Все α-частицы явно теряют свои характерные свойства — способность ионизовать газы, фосфоресцировать и действовать на фотоэмульсию строго одновременно, хотя все еще продолжают двигаться со скоростью 9000 *км/сек*. При этой критической скорости α-частицы внезапно исчезают из нашего поля зрения, и мы дальше не способны следить за ними с помощью тех методов наблюдения, которыми располагаем.

Применение однородного источника α-лучей, подобного радию С, сразу же обеспечило более точное определение величины e/m для α-частицы. Тем самым можно было выяснить, согласуется ли эта величина с предположением, что α-частицы представляют собой заряженные атомы гелия, В результате ряда экспериментов я доказал, что α-частицы независимо от того, чем они испускаются—радием, торием или актинием, тождественны по массе и должны состоять из одного и того же вида вещества.

Скорости α-частиц, вылетающих из различных активных веществ, изменяются в сравнительно узких пределах, но значение e/m постоянно и равно 5070. Эта величина незначительно отличается от первоначально найденного значения. Трудность при истолковании полученного результата возникает сразу же. Мы знаем, что для атома водорода $e/m = 9650$. Если α-частица несет такой же положительный заряд, как и атом водорода, то из значения e/m для α-частицы следует, что ее масса вдвое больше массы атома водорода, т. е. равна массе молекулы водорода. По-видимому, совершенно неправдоподобно, чтобы в результате атомного взрыва водород вылетал в молекулярном, а не в атомном состоянии. Но если α-частица несет вдвое больший заряд, чем атом водорода, то ее масса должна быть около 4, т. е. примерно совпадать с массой атома гелия.

Я предположил, что α-частица, по всей вероятности, атом гелия, несущий две единицы заряда. С этой точки зрения каждое радиоактивное вещество, испускающее α-частицы, должно быть источником гелия. Это сразу же объясняет результат, наблюдавшийся Дебьерном, а именно: актиний образует гелий так же, как и радий. Как было отмечено, наличие у атома гелия двойного заряда в силу приведенных ниже причин не совсем неправдоподобно.

Хотя данные в целом решительно подтверждали точку зрения, что α-частица есть атом гелия, все же очень трудно было получить убедительное экспериментальное доказательство этого соответствия. Если бы можно было доказать экспериментально, что α-частица действительно несет две единицы заряда, то такое соответствие получило бы серьезное подтверждение. С этой целью Резерфорд и Гейгер разработали электрический метод непосредственного подсчета α-частиц, испускаемых радиоактивными веществами. Ионизация газов, производимая одной α-частицей, чрезвычайно мала, и обнаружить ее электрическим методом можно лишь с помощью очень совершенной методики. Мы прибегли к автоматическому методу увеличения ионизации, производимой α-частицей. Для этой цели было создано устройство, позволяющее α-частицам пролетать сквозь маленькое отверстие в сосуд с воздухом или другим газом при низком давлении, находящимся под действием электрического поля, напряжение которого близко к тому, при котором происходит искрение. В этих условиях ионы, возникающие при прохождении α-частицы через газ, при столкновениях образуют большое число новых ионов. Таким образом, оказалось возможным увеличить в несколько тысяч раз электрический эффект, вызванный α-частицей. Попадание α-частиц в сосуд, где производится опыт, затем обнаруживалось по внезапному отклонению стрелки электрометра. Этот прием был развит в точный метод подсчета числа α-частиц, пролетающих за известное время через маленькое отверстие сосуда. Так было найдено полное число α-частиц, вылетающих в 1 *сек* из любой тонкой пленки радиоактивного вещества. Так было показано, что 1 *г* собственно радия и его α-активных продуктов, находящихся с ним в равновесии, испускает $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-частиц в 1 *сек*.

Точность этого метода была доказана с помощью совершенно отличающегося от него другого метода подсчета. Крукс, Эльстер и Гейтель показали, что α-частицы, попадая на экран из фосфоресцирующего сернистого цинка, вызывают много вспышек (сцинтилляций). Используя специально приготовленные экраны, Резерфорд и Гейгер при помощи микроскопа подсчитали число этих сцинтилляций в 1 *сек*. Было установлено, что в пределах ошибки опыта число сцинтилляций на экране в 1 *сек* равно числу ударяющихся в него α-частиц, подсчитанных электрическим методом. Таким образом, стало ясно, что каждая α-частица вызывает видимую вспышку на экране и что как электрический, так и оптический методы могут служить для подсчета α-частиц. Кроме той цели, для которой проводились эти эксперименты, их результаты представляют большой инте-

рес, поскольку впервые оказалось возможным обнаружить единичный атом вещества по его электрическому или химическому действию. Конечно, это возможно только благодаря большой скорости α-частицы.

Зная из опытов по подсчету α-частиц, испускаемых радием, их число, можно определить заряд, переносимый каждой α-частицей, путем измерения суммарного положительного заряда, перенесенного всеми выброшенными α-частицами. Установлено, что каждая α-частица несет положительный заряд в $9{,}3 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.* На основании экспериментальных данных о заряде, переносимом ионами газов, было сделано заключение, что заряд α-частицы равен двум единицам заряда и что единичный заряд, переносимый атомом водорода, равен $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.* Из сравнения известных значений e/m для α-частицы и для атома водорода следует, что α-частица представляет собой выброшенный атом гелия, несущий два заряда, или, говоря иначе, α-частица после нейтрализации ее заряда и есть атом гелия.

Данные, полученные при подсчете числа α-частиц, позволяют просто определить величины многих важных радиоактивных параметров. Было установлено, что расчетные значения продолжительности жизни радия, объема эманации и теплового эффекта радия превосходно согласуются с экспериментальными данными. Проверка точности этих методов произошла вскоре после опубликования этих результатов. Предполагая, что α-частица — это атом гелия, Резерфорд и Гейгер подсчитали, что из 1 *г* радия, находящегося в равновесии (с его эманацией), за год должно получиться 158 *мм*^{3} гелия. Дж. Дьюар в 1908 г. провел длительное экспериментальное измерение скорости образования гелия из радия и показал, что из 1 *г* радия, находящегося в равновесии (с его эманацией), за год получается около 134 *мм*^{3} гелия. Если учесть трудности исследования, экспериментальная и расчетная величины совпадают хорошо, и это весьма убедительно подтверждает тождественность α-частицы и атома гелия.

Хотя целый ряд рассмотренных нами данных не оставляет сомнения в том, что α-частицы — это выброшенные атомы гелия, все же хотелось иметь решающее и неоспоримое доказательство этого взаимоотношения. Можно было бы, например, предположить, что α-частица появляется в результате распада атома радия точно так же, как и атом эманации, и что он не имеет прямой связи с α-частицей. Если атом гелия выделяется одновременно с испусканием α-частицы, эксперимент и расчет могут совпадать и в том случае, когда α-частица представляет собой атом водорода или какого-нибудь неизвестного вещества.

Чтобы опровергнуть это возможное возражение, необходимо показать, что α-частицы, собранные совершенно независимо от активного вещества, из которого они вылетают, приводят к гелию. Имея в виду эту цель, недавно (1908 г.) Резерфорд и Ройдс осуществили несколько экспериментов [6]. Они поместили большое количество эманации в стеклянную трубку со столь тонкими стенками, что α-частицы легко проходили сквозь них, хотя и были непроницаемы для эманации. Попадая в наружный стеклян-

ный запаянный сосуд, α-частицы постепенно заполняли откачанное пространство между трубкой с эманацией и наружным сосудом. Через несколько дней в последнем наблюдался яркий спектр гелия. Однако против опыта имеется возражение. Возможно, что наблюдаемый гелий диффундировал из эманации сквозь тонкие стеклянные стенки. Это возражение опровергается тем фактом, что замена эманации еще большим объемом самого гелия не дает даже следов гелия. Можно, таким образом, уверенно сделать вывод, что именно α-частицы вызывают появление гелия и они-то и есть атомы гелия. Дальнейшие опыты показали, что когда α-частицы, проходя сквозь стеклянные стенки, попадают на тонкий лист свинца или олова, то через несколько часов бомбардировки из этих металлов всегда можно выделить гелий.

Сопоставляя все данные, делаем заключение, что α-частица — это выброшенный атом гелия, который имеет или каким-то образом приобретает во время полета две единицы заряда положительного электричества. Несколько неожидан тот факт, что атом одноатомного газа—гелия—может иметь двойной заряд. Однако не следует забывать, что α-частица вылетает с высокой скоростью вследствие сильного атомного взрыва и на своем пути проходит через молекулы вещества. Такие условия исключительно благоприятствуют освобождению непрочно присоединенных электронов из атомной системы. Если α-частица может на своем пути потерять два электрона, то тем самым объясняется ее двойной положительный заряд.

Мы видели, что есть полное основание считать α-частицы, столь свободно вылетающие из огромного большинства радиоактивных веществ, тождественными по массе и строению и что они должны состоять из атомов гелия. Следовательно, мы приходим к выводу, что атомы первичных радиоактивных элементов, таких как уран и торий, должны быть построены, по крайней мере частично, из атомов гелия. Эти атомы высвобождаются на определенных стадиях превращений со скоростью, не зависящей от воздействий, возможных в лабораторных условиях. Есть полное основание считать, что в большинстве случаев в процессе атомного взрыва испускается единичный атом гелия. Так, несомненно, происходит в случае самого радия и ряда его продуктов.

С другой стороны, Бронсон обратил внимание на то, что в некоторых случаях, а именно в случае эманации актиния и тория, по-видимому, одновременно вылетают соответственно два или три атома гелия. Без сомнения, эти исключения станут в будущем предметом тщательных исследований. Интересно отметить, что сам уран, видимо, должен испускать две α-частицы, например, из каждого продукта своего распада. Зная число атомов гелия, испускаемых атомом каждого продукта, можно сразу же определить атомный вес этих продуктов. Так, в ряду уран — ионий — радий уран испускает две α-частицы, а каждый из шести следующих α-активных продуктов — по одной, т. е. всего восемь α-частиц. Если атомный вес урана равен 238,5, то атомный вес иония должен составлять 230,5, радия — 226,5, эманации — 222,5 и т. д.

Интересно отметить, что атомный вес радия, определенный таким путем, точно согласуется с самыми последними экспериментальными данными. Атомный вес конечного продукта радия, полученного при превращении радия F (полония), должен быть равен 238,5 — 8·4 = 206,5 — значение, близкое к атомному весу свинца. На основании изучения анализов древних урановых минералов Болтвуд довольно давно предположил, что свинец, по всей вероятности, продукт превращений урано-радиевого ряда. Совпадение чисел, конечно, поразительное, однако, прежде чем можно будет считать это предположение определенно установленным фактом, необходимо получить прямое доказательство образования свинца из радия.

Совершенно необыкновенен тот факт, что химически инертный элемент, гелий, играет столь выдающуюся роль в структуре атомных систем урана, тория и радия. Вполне возможно, что это свойство гелия образовывать самые сложные атомы некоторым образом связано с его неспособностью вступать в обычные химические соединения. Не следует забывать, что уран, торий и каждый из продуктов их превращения должны рассматриваться как различные химические элементы в обычном смысле. Они отличаются от обычных элементов сравнительной неустойчивостью своих атомных систем. Атомы разрушаются самопроизвольно с большой силой, испуская во многих случаях с большой скоростью атом гелия. Все данные противоречат той точке зрения, что уран, торий или радий можно рассматривать как обычные молекулярные соединения гелия с известным или неизвестным элементом и что это соединение разлагается с выделением гелия. Характер радиоактивных превращений и их независимость от температуры и других воздействий не похожи на обычные химические изменения.

Уран, торий и радий, за исключением радиоактивности и большого атомного веса, не проявляют никаких особенных отличий в своем химическом поведении. Радий, например, по общим химическим свойствам очень близок к барию. Поэтому нет оснований отвергать предположение, что и другие элементы, быть может, построены частично из гелия, хотя отсутствие у них радиоактивности, возможно, не позволит получить определенного доказательства этой гипотезы. С этой точки зрения может оказаться существенным то, что атомные веса многих элементов отличаются на 4 (атомный вес гелия) или кратны 4. К сожалению, время слишком ограничено, чтобы обсудить подробнее эти и другие интересные вопросы, возникшие в связи с установлением химической природы α-частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1899, January 116.
2. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1903, February 106.
3. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1902, 582.
4. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1902, April, 453.
5. *Rutherford E.* Nature, 1903, August 20.
6. *Rutherford E.*, *Royds T.* Mem. Manchester Liter. and Philos. Soc., 1908, IV.

1909

14

ПРИРОДА α-ЧАСТИЦ, ИСПУСКАЕМЫХ РАДИОАКТИВНЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ *

*(Совместно с **Т.** Ройдсом)*

Экспериментальные данные, накопленные за несколько последних лет, свидетельствуют о том, что α-частица представляет собой заряженный атом гелия, но оказалось чрезвычайно трудно убедительно доказать это. В недавней статье Резерфорд и Гейгер [1] привели еще одно доказательство справедливости этой точки зрения. Было подсчитано число α-частиц, испускаемых 1 *г* радия, и измерен переносимый каждой α-частицей заряд. Значения нескольких радиоактивных параметров, вычисленных в предположении, что α-частица — это атом гелия, несущий две единицы заряда, хорошо согласуются с экспериментальными данными. В частности, сильным подтверждением идентичности α-частицы и атома гелия служит хорошее согласие между вычисленной скоростью образования гелия из радия и величиной, экспериментально измеренной Дж. Дьюаром [2].

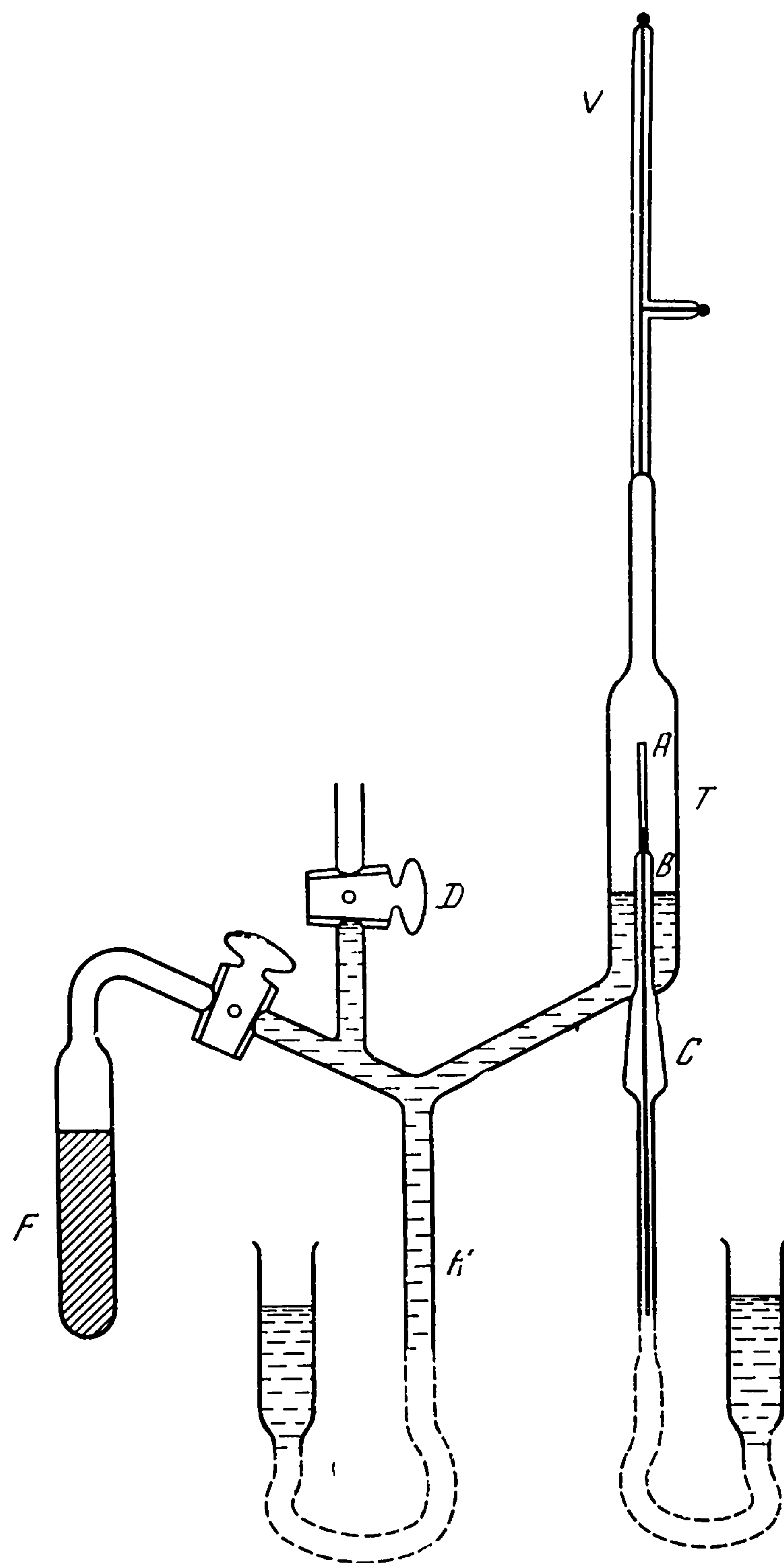
Методы решения этой проблемы в большинстве своем были косвенными и основанными на рассмотрениях заряда, переносимого атомом гелия, и значении e/m для α-частицы. Доказательство идентичности α-частицы и атома гелия неполно до тех пор, пока не будет показано, что α-частицы, собранные совершенно отдельно от вещества, которое их испускает, представляют собой гелий. Например, можно считать, что появление гелия в эманации радия есть следствие испускания α-частицы, подобно тому как радий А есть результат испускания α-частицы из эманации. Если с каждой α-частицей появляется один атом гелия, расчет и эксперимент будут совпадать, даже если α-частица есть атом водорода или какого-либо другого вещества.

Недавно мы провели эксперименты для проверки того, появляется ли гелий в сосуде, в который влетают α-частицы, причем само активное вещество находится в сосуде с достаточно тонкими стенками, чтобы сквозь них проникали α-частицы, но непроницаемыми для гелия или других радиоактивных продуктов.

Экспериментальное устройство ясно из приведенного рисунка. Равновесное количество эманации примерно из 140 *мг* радия очищалось и сжи-

---

* Philos. Mag., 1909, ser. 6, 17, 281.



малось с помощью ртутного столбика в тонкой стеклянной трубке *A* длиной около 1,5 *см*. Эта тонкая трубка запаивалась в капиллярную трубку *B* большего размера и была достаточно тонка, чтобы сквозь стенки проникали α-частицы из эманации и ее продуктов, но в то же время достаточно прочна, чтобы выдерживать атмосферное давление. После нескольких проб Баумбах освоил выдувание таких тонких, равномерных по толщине трубок. Толщина стенок трубки, используемой в большинстве экспериментов, составляла менее 0,01 *мм*, что эквивалентно по тормозной способности для α-частицы около 2 *см* воздуха. Поскольку пробеги α-частиц из эманации и ее продуктов радия A и радия C составляют соответ-

ственно 4,3; 4,8 и 7 *см*, очевидно, что бо́льшая [1] часть α-частиц, испускаемых активным веществом, проходила сквозь стенки трубки. Пробеги α-частиц после прохождения сквозь стекло измерялись с помощью экрана из сернистого цинка. Сразу же после введения эманации фосфоресценция была отчетливо видна, когда экран находился вплотную к трубке, и практически исчезала на расстоянии 3 *см*. Через час яркая фосфоресценция наблюдалась на расстоянии 5 *см*. Такого результата следовало ожидать. Вначале фосфоресценция обусловливалась главным образом α-частицами, испускаемыми эманацией и ее продуктами радия А (период 3 *мин*). С течением времени количество радия С, которого вначале не было, постепенно возрастало, и испускаемое им α-излучение с пробегом 7 *см* вызывало фосфоресценцию на больших расстояниях.

Стеклянная трубка A с помощью шлифа C вставлялась в стеклянную цилиндрическую трубку T длиной 7,5 *см* и диаметром 1,5 *см*. К верхней части трубки T присоединялась небольшая вакуумная трубка V. Внешняя стеклянная трубка T откачивалась насосом через запорный кран D, и завершалась откачка посредством трубки F, в которой находился древесный уголь, охлажденный жидким воздухом. С помощью ртутного столба H, присоединенного к резервуару, в трубку T вводилась ртуть до тех пор, пока она не достигала нижней части трубки A.

Часть α-частиц, которые проникли сквозь стенки тонкой трубочки, задерживалась внешней стеклянной трубкой, а часть — поверхностью ртути. Если α-частицы — атомы гелия, то последний должен постепенно диффундировать из стекла и ртути в откачанное пространство. Подняв ртуть и тем самым сжав газы в вакуумной трубке, мы можем обнаружить присутствие гелия спектроскопически.

Во избежание любого возможного загрязнения прибора гелием в нем использовались свежедистиллированная ртуть и совершенно новое стекло. Перед введением эманации в трубку A экспериментально проверялось отсутствие гелия. Время от времени после введения эманации ртуть поднималась и спектроскопически проверялись газы в трубке. Через 24 *час* не было заметно следов желтой линии гелия; через 2 дня желтая линия была заметна; через 4 дня появились яркие желтая и зеленая линии гелия; спустя 6 дней наблюдались все сильные линии спектра гелия. Отсутствие неонового спектра подтвердило тот факт, что присутствие гелия не вызвано просачиванием воздуха в прибор.

Однако в этом эксперименте возможен один источник ошибок. Гелий мог быть обусловлен не самими α-частицами, а его *диффузией* из эманации сквозь тонкие стенки стеклянной трубки. Для проверки этого сомнения эманация была полностью откачана из трубки A, и, спустя несколько часов, в эту же трубку A было введено количество гелия, составлявшее примерно 10-кратный объем предшествующей ему эманации.

---

[1] Вылетающие под очень острым углом к стенке α-частицы задерживались в стекле. Доля задержанных таким образом частиц по условиям эксперимента была мала.

Внешняя трубка T и вакуумная трубка были удалены и заменены новыми. Время от времени, точно так же как и в предыдущих измерениях, проводились наблюдения с целью обнаружения гелия в трубке T, но никаких следов гелиевого спектра на протяжении 8 дней не было обнаружено. Затем гелий из трубки A был откачан и заменен новой порцией эманации. Получили результаты, совпадающие с первым экспериментом. Через 4 дня уже были ясно видны желтые и зеленые линии спектра.

Таким образом, эти эксперименты убедительно показывают, что гелий не мог продиффундировать сквозь стеклянные стенки, а обусловлен α-частицами, проникшими сквозь них. Другими словами, эксперименты убедительно доказывают, что α-частица, утратившая свой заряд, есть атом гелия.

Другие эксперименты

В описанных экспериментах, как мы видели, обнаружить гелий во внешней трубке по характерной желтой линии было возможно лишь по истечении 2 дней. Из равновесного количества эманации, выделенной 100 *мг* радия, должен образовываться гелий со скоростью примерно 0,03 $мм^3$ в день. Количество гелия, образованное за день, если оно оказалось во внешней трубке, должно в условиях эксперимента создавать яркий спектр гелия. Поэтому казалось, что гелий, попадая в стекло, выделяется очень медленно, ибо, если бы гелий выделялся сразу, его присутствие должно было бы обнаруживаться через несколько часов после введения эманации.

Для более тщательной проверки этого вопроса опыты были повторены с дополнительным цилиндром из тонкого свинцового листа, толщина которого обеспечивала задержку α-частиц, вылетавших из тонкой трубки с эманацией. Предварительные эксперименты по описанному выше методу показали, что свинцовая фольга вначале не содержала заметного количества гелия. Через 24 *час* после введения в трубку A примерно такого же количества эманации, как и ранее, в вакуумной трубке были видны яркие желтые и зеленые линии спектра гелия, а через 2 дня наблюдался весь спектр гелия. В этом эксперименте спектр гелия через день был приблизительно такой же интенсивности, как после 4 дней в экспериментах без свинцового экрана. Таким образом, стало ясно, что свинцовая фольга отдает попавший в нее гелий значительно охотнее, чем стекло.

Затем, чтобы получить представление о той скорости, с которой выделяется гелий из свинца, было осуществлено несколько экспериментов. Внешний цилиндр T был удален, а вместо него вокруг тонкой трубки с эманацией в воздухе при атмосферном давлении был установлен узкий цилиндр из свинцовой фольги. После экспозиции в течение определенного времени в присутствии эманации свинцовый экран снимался и проверялось наличие гелия. Для этого в стеклянную трубку между двумя запорными кранами помещалась свинцовая фольга. Чтобы избежать возможного

выделения гелия из свинца при откачивании воздуха, последний вытеснялся потоком чистого электролитического кислорода [1]. Запорные краны закрывались, и трубка подсоединялась к вспомогательному прибору, такому же, как тот, который применялся для проверки наличия неона и гелия в газах, образующихся в воде под действием эманации радия [3]. Кислород абсорбировался древесным углем, и, чтобы выделился гелий, трубка нагревалась выше точки плавления свинца. Затем обычным путем спектроскопически наблюдалось присутствие гелия. С помощью этого метода оказалось возможным обнаруживать присутствие гелия в свинце, который был экспонирован в α-лучах из эманации только 4 *час*. После экспозиции в течение 24 *час* были видны яркие желтые и зеленые линии гелия. Эти эксперименты были повторены несколько раз с одинаковыми результатами.

Несколько экспериментов было проведено с образцами свинцовой фольги, которые не подвергались воздействию α-лучей, но ни в одном случае гелий не был обнаружен. Таким же путем было обнаружено присутствие гелия в цилиндре из оловянной фольги, экспонированном в течение 4 *час* над трубкой с эманацией. Эти эксперименты показывают, что гелий не сразу выделяется из свинца, а имеется некое временнòе запаздывание, в среднем равное нескольким часам, а возможно, и больше. Обнаружение гелия в свинцовой и оловянной фольге, как и в стекле, снимает возможные возражения, что гелий может каким-то путем до этого находиться в стекле, а затем освобождаться в результате его бомбардировки α-частицами.

Применение таких тонких стеклянных трубок, содержащих эманацию,— простой и удобный метод исследования воздействия на вещества интенсивного α-излучения совершенно независимо от радиоактивного вещества, содержащегося в трубке.

Из этих экспериментов можно сделать однозначный вывод, что α-частица, утратившая заряд, и есть атом гелия. Другие данные показывают, что этот заряд вдвое больше заряда, переносимого атомом водорода, освобождающимся при электролизе воды.

Манчестерский университет, 13 ноября 1908 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.*, *Geiger H.* Proc. Roy. Soc. A, 1908, 81, 141.
2. *Dewar J.* Proc. Roy. Soc. A, 1908, 131, 289.
3. *Rutherford E.*, *Rouds T.* Philos. Mag., 1908, ser. 6, 16, 812.

[1] В том, что воздух полностью удален, можно было убедиться по отсутствию неона в окончательном спектре.

АТОМИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ВЕЛИЧИН *

Вступительная президентская речь на Секции физики и математики Британской ассоциации

Мне очень приятно иметь честь приветствовать членов настоящей Секции по случаю визита Британской ассоциации в страну, с которой я был столь длительно и приятно связан. Я чувствую себя среди старых друзей, с большей частью которых прошла моя научная деятельность в Канаде. Я очень обязан этой стране за те необычайно благоприятные условия для исследований, которые были великодушно созданы для меня одним из наилучших университетов Канады. Канада может гордиться своими университетами, которые внесли большой вклад в обучение и исследования в различных областях чистой и прикладной науки. Как физик, я могу говорить, в частности, о том, с чем я наиболее тесно связан.

Увидев великолепные помещения для физических исследований, недавно возведенные в Университете в Торонто, и старые, но не менее удобные и прекрасно оборудованные лаборатории Мак-Гиллского университета, нельзя не признать, что Канада придает огромную роль обучению и исследованию в области физики. В этой, как и в других областях науки, Канада сделала значительный вклад в прошлом, и мы уверены, что это лишь залог того, что будет достигнуто в будущем.

Сегодня я намерен кратко охарактеризовать современное положение атомистической теории в физической науке и обсудить различные методы, разработанные для определения значений некоторых фундаментальных атомных величин. Мне кажется, что сейчас как раз настало время коснуться этого вопроса, ибо быстрое развитие физики в последнее десятилетие привело не только к более ясному пониманию связи между электричеством и веществом и структурой атома, но и снабдило нас такими экспериментальными методами исследования, о которых несколько лет назад мы даже не могли мечтать. В то время, когда в представлении физика атмосфера заполнена летающими осколками атомов, уместно посмотреть, как ведут себя сами атомы, а также внимательно рассмотреть принципы атомистической теории, на которой основаны главные направления современной науки.

Каждый физик и химик не может не признавать той огромной роли, которую сейчас играет в науке атомистическая гипотеза. Идея, что вещество состоит из большого числа малых дискретных частиц, составляет

---

* Nature, 1909, August 26, 81, 257.

практически основу объяснений всех свойств вещества. В качестве примера важности этой теории в развитии науки интересно просмотреть отчеты Британской ассоциации и отметить, как много выступлений полностью или частично было посвящено обсуждению этого вопроса. Среди многочисленных примеров я могу привести знаменитую и часто цитируемую лекцию Максвелла о молекулах в Брэдфорде в 1873 г., дискуссию о кинетической теории газов лорда Кельвина, тогда Вильяма Томсона, в Монреале в 1884 г., президентскую речь Артура Рюккера в 1901 г., которую многие из присутствующих помнят и сейчас.

Я далек от намерения обсуждать, разве что кратко упомянуть, постепенное появление и развитие атомистических взглядов. С точки зрения современной науки атомистическая теория началась со времен трудов Дальтона, примерно с 1805 г., в которых он выдвинул эту гипотезу для объяснения комбинаций элементов в определенных пропорциях. Простота этого объяснения химических фактов привела к быстрому восприятию атомной теории, как очень удобной и ценной рабочей гипотезы. Трудами химиков было показано, что материя состоит из ряда элементарных веществ, которые не могут быть дальше разложены с помощью лабораторных методов, и ими были определены относительные атомные веса элементов.

С другой стороны, в физике работы Клаузиуса и Клерка Максвелла по математическому развитию кинетической и динамической теории газов значительно расширили применение этой концепции. Было показано, что свойства газов могут быть удовлетворительно объяснены при предположении, что газ представляет собой большое скопление мельчайших частиц или молекул, находящихся в непрерывном движении, сталкивающихся между собой и со стенками сосуда, в котором газ заключен. Между соударениями молекулы движутся прямолинейно, и свободный путь молекул между столкновениями, по предположению, был больше линейных размеров самих молекул. Нельзя не восхищаться замечательным успехом этой статистической теории в объяснении общих свойств газов и даже в предсказании неожиданных зависимостей. Сила и в то же время недостаток этой теории заключались в том, что в ней не использовались никакие определенные предположения о природе самих молекул или действующих между ними сил. Например, если молекулы рассматривать как совершенно упругие шарики, или (как предпочитал их рассматривать Кельвин) как центры сил Босковича, или при других реальных предположениях, у газа наблюдаются те же статистические свойства. Следовательно, без специальных вспомогательных гипотез невозможно прийти к выводам о природе самих молекул.

К концу прошлого века идеи атомистической теории проникли в очень многие области физики и химии. Атомная гипотеза приобретала все бо́льшую конкретность. Атому в воображении приписывали размеры и форму, а во многих случаях бессознательно и цвет. Простота и применимость атомной концепции для объяснения самых разнообразных явлений физи-

ки и химии, естественно, повышали значение этой теории в глазах научных работников. Имелась тенденция рассматривать атомную теорию как один из установленных фактов природы, а не как полезную рабочую гипотезу, для которой чрезвычайно трудно получить прямые и убедительные доказательства. Не было недостатка в ученых и философах, указывавших на неопределенность основ теории, от которых зависит так много. При всей плодотворности идеи молекулярности для объяснения экспериментальных фактов, каковы все же доказательства того, что атомы действительно реальность, а не плод воображения? Следует признать, что этот недостаток — отсутствие прямых доказательств — ни в коей мере не уменьшал силы убежденности преобладающей части ученых в дискретности материи.

Вполне естественно, однако, что часть ученых выступала против господства атомистической теории в физике и химии. Возникло даже целое направление, сторонники которого хотели заменить атомную теорию — основу объяснения в химии — неким эквивалентом — законом сочетаний в определенных пропорциях. Это направление основывалось на возможности объяснения многих химических фактов на основе термодинамики, когда не требуется никаких предположений о деталях строения вещества. Всеми признано огромное значение таких общих методов объяснения, но трудность заключается в том, что мало кто может рассуждать, или по крайней мере правильно рассуждать, на языке термодинамики. Отрицание атомной теории не могло и не может способствовать рождению новых открытий. Большие преимущества атомной теории заключаются в том, что она дает, так сказать, реальное и конкретное представление о веществе, которое сразу же используется для объяснения многочисленных фактов и необычайно полезно в качестве рабочей гипотезы. Для подавляющего большинства ученых недостаточна только группировка ряда фактов на основе общего абстрактного принципа. Им необходимо конкретное, пусть даже грубое, представление о механизме явления. Быть может, в этом некий недостаток научного мышления, но он заслуживает внимательного рассмотрения. Это характерно для склада мышления, свойственного, по моему мнению, в значительной степени англосаксонскому темпераменту. Несомненно, в качестве его основы лежит представление о том, что явления природы в конечном счете объясняются общими динамическими принципами и что, следовательно, должен существовать некий механизм, которым можно описать наблюдаемые явления.

Существовала общепринятая точка зрения, что убедительное доказательство атомной структуры вещества невозможно по самой природе вещей и что атомная теория по необходимости останется гипотезой, не поддающейся проверке прямыми методами. Однако в результате современных исследований появились такие новые и мощные экспериментальные методы, что мы вполне можем теперь вернуться к вопросу о существовании более убедительных доказательств достоверности атомарного строения вещества.

Поскольку молекулы невидимы, то, например, казалось, что невозможно провести эксперимент, показывающий, что, как предсказывает кинетическая теория, молекулы жидкости находятся в состоянии непрерывного движения. В этой связи я хочу обратить ваше внимание на совершенно поразительное явление, известное под названием «броуновское движение», которое тщательно исследовалось в последние годы. Помимо своего вероятностного объяснения, это явление представляет необычайный интерес. В 1827 г. английский ботаник Броун заметил с помощью микроскопа, что мельчайшие частицы типа спор растений, введенные в жидкость, находятся в состоянии непрерывного хаотического движения, перемещаясь то туда, то обратно во всех направлениях со значительной скоростью.

Длительное время этот эффект, известный как броуновское движение, приписывался неравномерности температуры раствора. Это было опровергнуто целым рядом последующих исследований, особенно исследованиями Гоу, который показал, что это движение самопроизвольное и непрерывное и что проявляется оно у очень малых частиц любого типа, погруженных в жидкую среду. Скорость движения возрастает с уменьшением диаметра частиц и зависит от вязкости окружающей жидкости, а также от повышения температуры. С появлением ультрамикроскопа стало возможным проследить движение с большей определенностью и экспериментировать со значительно более мелкими частицами. Экснер и Зигмонди определили среднюю скорость частиц известного диаметра в различных растворах, а Сведберг разработал простой метод определения средней длины свободного пробега и средней скорости частиц разного размера. Эксперименты Эренгафта в 1907 г. показали, что броуновское движение не ограничивается жидкостями, а наблюдается намного более отчетливо у малых частиц в газах. Пропуская электрический разряд между серебряными полюсами, Эренгафт получал в воздухе мелкую пыль серебра. Ультрамикроскоп позволил наблюдать характерное броуновское движение взвешенных в воздухе частиц с той лишь разницей, что длина свободного пробега частиц при одинаковых их размерах была в воздухе намного больше, чем в жидкости.

Характер движения частиц в общем соответствовал тому, что предсказывает кинетическая теория самим молекулам, хотя масса даже самых мельчайших исследованных частиц несомненно во много раз больше массы молекулы. Характер броуновского движения создает у наблюдателя непременное впечатление, что частицы мечутся туда и обратно под действием свойственных самому раствору сил и что эти силы возникают только вследствие непрерывного и постоянного движения невидимых молекул, из которых состоит жидкость. Смолуховский и Эйнштейн предложили объяснение, основывающееся на кинетической теории. Результаты их расчета находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Веское дополнительное подтверждение этой точки зрения было получено совсем недавно в экспериментах Перрена (1909 г.). Он получил

эмульсию гумигута в воде, которая состояла из большого числа сферических частиц приблизительно такого же размера, как и те, у которых наблюдается броуновское движение. Частицы под влиянием силы тяжести осаждались, и после наступления равновесия путем подсчета с помощью микроскопа измерялось распределение числа частиц по высоте. Было обнаружено, что число частиц уменьшается с высотой по экспоненциальному закону, т. е. по тому же закону, что и уменьшение атмосферного давления вверх от поверхности Земли. Однако в данном случае ввиду большой массы частиц их распределение ограничивалось областью глубиной в доли миллиметра. В данном эксперименте число частиц в единице объема уменьшалось наполовину на расстоянии 0,038 *мм*, тогда как в атмосфере соответствующее расстояние составляет около 6000 *м*.

Измерив диаметр и вес частиц, Перрен нашел, что в пределах экспериментальной ошибки в соответствии с законом распределения частиц по высоте каждая маленькая частица обладает той же средней кинетической энергией движения, что и молекулы раствора, в котором они взвешены. Фактически частицы в суспензии ведут себя во всех отношениях так, как молекулы с очень большим молекулярным весом. Это очень ценный результат, так как он показывает, что закон равнораспределения энергии между молекулами с разными массами — весьма важное следствие из кинетической теории — справедлив, по крайней мере приближенно, для распределения частиц в среде, причем масса и размеры частиц чрезвычайно велики по сравнению с массой и размерами молекул среды. Каково бы ни было правильное объяснение этого явления, не может быть сомнения в том, что оно результат движения молекул раствора и поэтому служит убедительным, хотя в некоторой степени косвенным, доказательством общей справедливости кинетической теории вещества.

Новыми и в значительной степени более прямыми подтверждениями могут служить последние работы по радиоактивности. Хорошо известно, что α-лучи радия отклоняются как магнитным, так и электрическим полями. Из этого можно заключить, что излучение носит корпускулярный характер и представляет собой поток положительно заряженных частиц, которые вылетают из радия с очень высокой скоростью. Из измерений отклонения лучей при прохождении через магнитное и электрическое поля было определено отношение e/m заряда, переносимого α-частицей, к ее массе; полученная величина показывает, что α-частица имеет атомные размеры.

Резерфорд и Гейгер недавно разработали прямой метод наблюдения дискретности излучения, о чем свидетельствовали и другие результаты; с помощью специального электрического метода оказалось возможным регистрировать попадание отдельной частицы в соответствующий измерительный сосуд. Прохождение α-частицы через маленькое отверстие отмечалось по резкому отклонению стрелки электрометра, используемого в качестве измерительного прибора. Таким образом, подсчитывая число отдельных импульсов, регистрируемых стрелкой электрометра,

можно было определить прямым подсчетом число α-частиц, вылетевших из 1 *г* радия в 1 *сек*. Но можно пойти и дальше и подтвердить результаты счета α-частиц совершенно другим методом. Вильям Крукс показал, что если α-лучи попадают на фосфоресцирующий экран из сернистого цинка, то наблюдаются яркие вспышки. Казалось, что при ударе каждой α-частицы об экран образуется видимая вспышка света. Применяя соответствующие экраны, можно с помощью микроскопа подсчитать число сцинтилляций на данной площади за 1 *сек*. Было показано, что определенное указанным методом число сцинтилляций равно числу ударившихся α-частиц, подсчитанных электрическим методом. Это показывает, что попадание каждой α-частицы на экран из сернистого цинка производит видимую сцинтилляцию. Таким образом, для обнаружения вылета отдельной α-частицы из радия имеются два различных метода: один — электрический, другой — оптический.

Рассмотрим теперь вопрос о природе самой α-частицы. Все данные указывают на то, что α-частица представляет собой заряженный атом гелия, и этот вывод убедительно доказан Резерфордом и Ройдсом демонстрацией того, что гелий появляется в откачанном пространстве, в которое впускаются α-частицы. Образование радием гелия обусловлено аккумуляцией α-частиц, постоянно испускаемых радием. Если измерена скорость образования гелия из радия, то тем самым можно определить непосредственно, сколько α-частиц требуется для получения данного объема газообразного гелия. Эта скорость была недавно точно измерена Джеймсом Дьюаром. Он сообщил мне, что его последние измерения показали, что из 1 *г* радия в радиоактивном равновесии получается за день 0,46 *мм*^{3} гелия, или $5{,}32\cdot10^{-6}$ *мм*^{3}/*сек*. Далее, из непосредственных экспериментов известно, что из 1 *г* радия в равновесии вылетает за 1 *сек* $13{,}6\cdot10^{10}$ α-частиц. Следовательно, для получения 1 *см*^{3} газа гелия при нормальных давлении и температуре требуется $2{,}56\cdot10^{19}$ α-частиц.

Из других экспериментов известно, что все α-частицы из любого источника идентичны по массе и по структуре. Поэтому разумно предположить, что α-частица, существующая в движении в виде отдельной единицы, может существовать также как отдельная единица и в том случае, когда α-частицы собраны вместе и образуют измеримый объем газа гелия. Другими словами, α-частица, потеряв заряд, становится фундаментальной единицей, или атомом гелия. В случае одноатомного газа, подобного гелию, когда атомы и молекулы считаются идентичными, нетрудно сделать вывод о возможных соединениях двух или нескольких атомов для образования сложной молекулы.

Таким образом, из этих экспериментов мы делаем вывод, что в 1 *см*^{3} гелия при нормальных давлении и температуре находится $2{,}56\cdot10^{19}$ атомов. Плотность гелия известна, и мы сразу же находим, что каждый атом гелия имеет массу $6{,}8\cdot10^{-24}$ *г* и что среднее расстояние между молекулами в газообразном состоянии при нормальных давлении и температуре составляет $3{,}4\cdot10^{-7}$ *см*.

Приведенный результат может быть получен и другим путем. Известно, что величина e/m для α-частицы равна 5070 *эл.-магн. ед.* Положительный заряд, переносимый каждой α-частицей, можно найти из измерения полного заряда, переносимого известным количеством α-частиц. Эта величина равна $9{,}3 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*, или $3{,}1 \cdot 10^{-20}$ *эл.-магн. ед.* Подставляя эту величину в значение e/m, получим, что m, масса α-частицы, равна $6{,}1 \cdot 10^{-24}$ *г* — величине, хорошо согласующейся с ранее полученным значением.

Надеюсь, что на мои выводы не влияет тот факт, что я принимал некоторое участие в этих исследованиях. Эксперименты, взятые в целом, по моему мнению, приводят почти непосредственно к убедительному доказательству атомной гипотезы строения вещества. Путем прямого подсчета было измерено число идентичных частиц, требующихся для известного объема газа. Можно ли не сделать вывод о том, что газ имеет дискретную структуру и что это число соответствует истинному количеству атомов в газе?

Мы видели, что при определенных условиях электрическим методом можно легко обнаружить испускание отдельной α-частицы, т. е. один заряженный атом вещества. Это оказалось возможным осуществить благодаря большой скорости и энергии испускаемой α-частицы, способной диссоциировать или ионизовать газ, через который она проходит. Очевидно, что обнаружить единичный атом вещества можно только тогда, когда он обладает некоторым особым свойством или свойствами, отличными от свойств молекул газа, которым он окружен. Имеется, например, очень важный и поразительный метод четкого различения обычных молекул газа от ионов, образованных в этом газе разными способами. В 1897 г. Ч. Т. Р. Вильсон показал, что при определенных условиях каждый заряженный ион становится центром конденсации паров воды, так что присутствие каждого иона становится видимым для глаза. Дж. Дж. Томсон, Г. Вильсон и другие применяли этот метод для подсчета числа ионов и определения величины переносимого ими электрического заряда.

Приведу для примера несколько более ранних методов оценки массы и размеров молекул. Как только утвердилась идея дискретности строения вещества, естественно, начали делаться попытки определения степени дробления вещества и формирования представления о размерах молекул, причем предполагалось, что они имеют пространственную протяженность. Рэлей обратил внимание на то, что самая ранняя оценка такого рода была сделана в 1805 г. Томасом Юнгом на основании теории капиллярности. Время не позволяет мне рассмотреть необычайно разнообразные методы, использованные для развития представления о толщине пленки вещества, в которой можно было заметить его молекулярную структуру. Эта сторона вопроса всегда привлекала внимание Кельвина, который развил много важных методов определения вероятных размеров молекулярной структуры.

Дальнейшее развитие математической основы кинетической теории газов сразу же привело к методам оценки числа молекул в 1 *см*^{3} газа при нормальных давлении и температуре. Это число, которое будет обозначаться буквой N, представляет собой для газов фундаментальную константу, так как согласно гипотезе Авогадро, а также по кинетической теории газов все газы при нормальных давлении и температуре имеют одинаковое число молекул в единице объема. Если известна величина N, то можно приблизительно оценить диаметр молекулы. Но, поскольку мы не знаем строения молекулы, само определение этого понятия достаточно неопределенно. Обычно под этим понимают диаметр сферы действия сил, окружающих молекулу. Этот диаметр необязательно одинаков для молекул всех газов, так что предпочтительнее рассматривать величину фундаментальной константы N. Наиболее ранние оценки, основанные на кинетической теории газов, были проведены Лошмидтом, Джонстоном Стони и Максвеллом. По имевшимся тогда данным Максвелл определил, что N равно $1{,}9 \cdot 10^{19}$. В своей «Кинетической теории газов» Мейер обсудил различные теоретические методы определения размеров молекул и пришел к выводу, что наиболее вероятное значение $N = 6{,}1 \cdot 10^{19}$. Оценки N, основанные на кинетической теории, очень приближенны и во многих случаях служат лишь для определения верхнего или нижнего пределов числа молекул. Такие оценки, однако, представляют значительный интерес и имеют историческое значение, поскольку в течение длительного времени это были наиболее достоверные методы формирования представлений о величинах молекул.

Очень интересный и впечатляющий метод определения значения N был дан в 1899 г. Рэлеем на основании его теории голубизны безоблачного неба, в которой предполагается, что молекулы воздуха рассеивают падающие на них световые волны. Это рассеяние для частиц, малых по сравнению с длиной световой волны, пропорционально четвертой степени длины световой волны, так что происходит значительно большее рассеяние фиолетовой части спектра, чем красной, и, следовательно, небо, видимое в рассеянном свете, имеет ярко-голубой цвет. Это рассеяние света при прохождении через атмосферу приводит к изменению яркости звезд при разной высоте наблюдения; экспериментально были измерены такие уменьшения яркости. Зная эти величины, на основании теории можно определить число N молекул в единице объема. Из полученных таким образом данных Рэлей вывел, что величина N равна не менее $7 \cdot 10^{18}$.

В 1902 г. Кельвин теоретически пересчитал значение N, используя более поздние и более точные данные, и нашел, что N должно быть равно $2{,}47 \cdot 10^{19}$. Эта простая теория не учитывает дополнительное рассеяние, обусловленное мельчайшими взвешенными частицами, которые несомненно имеются в атмосфере; поэтому такой метод позволяет лишь установить нижний предел величины N. Трудно точно определить поправку, учитывающую этот эффект, но, как будет видно, полученная Кельвином

нескорректированная величина ненамного меньше полученного позднее наиболее вероятного значения $2{,}77 \cdot 10^{19}$. Предполагая справедливость теории и использованных данных, это должно указывать на то, что рассеяние, обусловленное взвешенными частицами в атмосфере, составляет лишь небольшую долю общего рассеяния, обусловленного молекулами воздуха. Это интересный пример того, как точное значение величины N может, по-видимому, быть использовано для оценки неизвестных величин.

Теперь необходимо рассмотреть некоторые более поздние и прямые методы оценки N, базирующиеся на современных научных достижениях. Новейшие методы позволяют определить величину N с гораздо большей уверенностью, чем это было возможно несколько лет назад.

Мы уже упоминали о том, что Перрен исследовал закон распределения в жидкости большого числа мельчайших гранул и доказал, что гранулы ведут себя, как молекулы с большим молекулярным весом. Значение N может быть сразу же выведено из экспериментальных данных и оказывается равным $3{,}14 \cdot 10^{19}$. Разработанный Перреном совершенно новый и остроумный метод имеет большое значение для выяснения вопроса о справедливости закона равнораспределения энергии. Этот новый метод исследования фундаментальных проблем в дальнейшем будет несомненно усовершенствован.

Мы говорили, что значение $N = 2{,}56 \cdot 10^{19}$ было получено прямым методом подсчета частиц и измерением соответствующего объема полученного гелия. Другой, очень простой метод определения N из радиоактивных результатов основан на скорости превращения радия. Болтвуд прямым экспериментом показал, что радий превращается наполовину за 2000 лет. Отсюда следует, что первоначально в 1 *г* радия за год распадается 0,346 *мг*. Из счетных экспериментов теперь известно, что из 1 *г* радия за 1 *сек* вылетает $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-частиц, и результаты показывают, что распад одного атома сопровождается вылетом одной α-частицы. Следовательно, число α-частиц, испущенных за год, есть мера числа атомов радия, имеющихся в 0,346 *мг*. Отсюда следует, что 1 *г* радия состоит из $3{,}1 \cdot 10^{21}$ атомов; принимая атомный вес радия равным 226, легко определить, что $N = 3{,}1 \cdot 10^{19}$.

Изучение свойств ионизованных газов за последние годы привело к развитию ряда важных методов определения заряда, переносимого ионом, образовавшимся в газах под действием α-лучей или лучей, испущенных радиоактивными веществами. С современной точки зрения электричество, как и вещество, по предположению имеет дискретную структуру и заряд, переносимый атомом водорода, выделяющимся при электролизе воды, принят за фундаментальную единицу количества электричества. С этой точки зрения, подтвержденной убедительными данными, заряд, переносимый атомом водорода, есть наименьшая единица электричества, и любое количество электричества состоит из множества таких единиц. Эксперименты, проведенные Таунсендом, показали, что заряд, переносимый ионом газа, для большинства газов одинаков и по величине равен

заряду, переносимому атомом водорода при электролизе воды. Из измерения количества электричества, требующегося для получения 1 *г* водорода при электролизе, можно сделать вывод, что $Ne = 1{,}29 \cdot 10^{10}$ *эл.-стат. ед.*, где N, как и ранее,— число молекул водорода в 1 *см*^{3} газа, а e — заряд, переносимый каждым ионом. Как только экспериментально определена величина e, сразу же из этого соотношения можно определить величину N.

Первое прямое измерение заряда, переносимого ионом, Таунсенд провел в 1897 г. При электролизе раствора серной кислоты выделявшийся кислород попадал во влажную атмосферу и приводил к образованию густого облака, состоящего из маленьких капель воды. Каждая такая капелька несла отрицательный заряд электричества. Размеры этих капелек, а следовательно, их вес определялись по формуле Стокса на основании результатов измерения скорости их падения под действием силы тяжести. Вес всего облака измерялся, и, зная вес одной капельки, можно было определить общее их количество. Поскольку измерялся суммарный заряд всего облака, то определялся и заряд одной капли. Определенная таким образом величина e — заряд одной капли — составляет около $3{,}0 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*, а соответствующая ей величина $N \approx 4{,}3 \cdot 10^{19}$.

Мы уже упоминали метод, открытый Ч. Т. Р. Вильсоном, с помощью которого каждый ион становится видимым благодаря конденсации вокруг него воды при быстром расширении газа. Это свойство было использовано Дж. Дж. Томсоном для измерения заряда e, переносимого ионом. Когда расширение газа превышает определенную величину, вода конденсируется как на отрицательных, так и на положительных ионах и наблюдается плотное облако маленьких водяных капель. Согласно измерениям Дж. Дж. Томсона, $e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$, по Г. Вильсону, $e = 3{,}1 \cdot 10^{-10}$, а по Милликену и Бегеману, $e = 4{,}06 \cdot 10^{-10}$. Соответственно значения N равны 3,8; 4,2 и $3{,}2 \cdot 10^{19}$. Этот метод весьма интересен и имеет большое значение, так как дает способ прямого подсчета числа ионов, образующихся в газе. Однако точное определение e этим методом, к сожалению, связано с большими экспериментальными трудностями.

Недавно Моро измерил заряд, переносимый отрицательными ионами, образующимися в пламени; он получил значения e и N соответственно $4{,}3 \cdot 10^{-10}$ и $3{,}0 \cdot 10^{19}$.

Мы уже ранее ссылались на работу Эренгафта по броуновскому движению в воздухе мельчайших частиц серебра. В недавней работе (1909 г.) он показал, что каждая такая частица имеет положительный или отрицательный заряд. Размеры каждой частицы измерялись с помощью ультрамикроскопа, а также по скорости свободного падения. Заряд каждой частицы определялся по измерению массы, а также скорости движения частицы в электрическом поле. Среднее значение e по данным этой работы равно $4{,}6 \cdot 10^{-10}$; таким образом, N получилось равным $2{,}74 \cdot 10^{19}$.

Третий важный метод определения N на основе радиоактивных данных был предложен в 1908 г. Резерфордом и Гейгером. Заряд, переносимый

каждой α-частицей, вылетевшей из радия, определяется прямым измерением суммарного заряда, переносимого подсчитанным числом α-частиц. Оказалось, что величина заряда, переносимого α-частицей, равна $9{,}3 \cdot 10^{-10}$. Рассмотрение всей совокупности экспериментальных данных показало, что каждая α-частица переносит две единицы заряда, так что величина e получилась равной $4{,}65 \cdot 10^{-10}$, а $N = 2{,}77 \cdot 10^{19}$. Этот метод заслуживает доверия, поскольку проводятся достаточно точные и прямые измерения.

Описанные ранее методы определения величины e основываются на прямых экспериментах. Это обсуждение будет неполным, если не сослаться на важное определение e, основанное на теоретических соображениях Планка. Согласно теории распределения энергии в спектре нагретого тела Планк определил, что $e = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$, а $N = 2{,}80 \cdot 10^{19}$. По соображениям, в которые мы не будем вдаваться, этому теоретическому заключению следует придать большое значение.

Если рассмотреть большое разнообразие теорий и методов, которые применяются для определения значений атомных констант e и N, и возможные экспериментальные ошибки, то оказывается, что полученные значения замечательно согласуются между собой. Это особенно относится к последним измерениям при помощи самых различных методов, которые в большинстве случаев более надежны, чем старые методы оценок. Трудно решить, какой именно результат заслуживает большего доверия, но я прошу извинить меня, если я больше полагаюсь на рассмотренный выше радиоактивный метод, основанный на измерении заряда, переносимого α-частицей. Полученные этим методом величины не только близко совпадают с теоретической оценкой Планка, но и находятся в удовлетворительном согласии с последними измерениями с помощью других методов.

Отсюда можно сделать вывод, что при нормальных давлении и температуре число молекул в 1 *см*^{3} любого газа равно $2{,}77 \cdot 10^{19}$, а значение фундаментальной единицы количества электричества составляет около $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.* Из этих данных несложно определить массу любого атома, атомный вес которого известен, а также ряд связанных с ним атомных и молекулярных характеристик.

Сейчас нет основания относиться к этим фундаментальным константам скептически, и они могут быть с уверенностью использованы для дальнейших расчетов по строению атомов и молекул. Несомненно, в будущем будет проведено большое число работ по определению значений этих важных констант с еще большей точностью. Однако уже сейчас есть все основания считать, что эти величины известны достаточно определенно и с намного большей точностью, чем этого можно было достигнуть несколько лет назад. Замечательное согласие между значениями величин e и N, основанными на столь различных теориях, представляет собой исключительно убедительное доказательство справедливости атомной теории вещества и электричества, так что трудно допустить, что такое согласие могло получиться само по себе, если бы атомы и их заряды в действительности не существовали.

В некоторых кругах есть тенденция считать, что развитие физики за последние годы поколебало справедливость атомной теории вещества. Эта точка зрения совершенно неверна, так как из уже рассмотренных результатов ясно, что современные открытия не только убедительно подтвердили соображения в пользу этой теории, но и дали почти прямое и убедительное доказательство ее справедливости. Химический атом как определенная структурная единица вещества теперь занимает непоколебимое место в науке. Не вдаваясь в этимологию, укажем только, что атом в химии долгое время рассматривался лишь как наименьшая единица вещества, которая входит в обычные химические соединения. Даже не было сомнений в том, что сам по себе атом неразрушим и вечен и что вряд ли могут быть найдены способы его дробления на более мелкие элементарные частицы. Открытие электрона доказало, что атом не является единицей с наименьшей известной нам массой, тогда как исследования радиоактивных тел показали, что атомы некоторых элементов с большим атомным весом не стабильны, а самопроизвольно распадаются, образуя новые виды вещества. Этот успех науки никоим образом не опровергает положение химического атома, а скорее показывает его большое значение в качестве структурной единицы вещества, свойства которого заслуживают исчерпывающего изучения.

Доказательство существования корпускул или электронов, масса которых намного меньше массы атома водорода, было важным этапом в развитии наших представлений об атомной структуре. Этим открытием, которое оказало глубокое влияние на развитие современной физики, мы обязаны главным образом гению Президента настоящей Ассоциации. Существование электрона как особой единицы было установлено аналогичными методами и почти с той же однозначностью, как и существование отдельных α-частиц. Хотя сейчас мы еще не умеем обнаруживать отдельный электрон по его электрическому или оптическому воздействию и, таким образом, непосредственно подсчитывать их число, подобно α-частицам, все же, по-видимому, нет причин, почему бы это нельзя было сделать с помощью электрического метода. Предполагаемый эффект от отдельной β-частицы значительно меньше эффекта, обусловленного α-частицей, но все же не слишком мал для измерений. В этой связи интересно отметить, что Регенер наблюдал сцинтилляции, образующиеся при попадании β-частиц, испущенных радием, на экран из платинового цианида бария, но эти сцинтилляции слишком слабы для уверенного подсчета.

Из экспериментов следует, что кажущаяся масса электрона зависит от его скорости, и сравнение теории с экспериментом показало, что масса электрона полностью электрического происхождения и что нет необходимости предполагать существование материального ядра, в котором распределен электрический заряд. Хотя нет сомнений в том, что электрон под действием различных агентов может освобождаться из атома или из молекулы и, находясь в быстром движении, может сохранять самостоятельное существование. остается еще много неясных вопросов, как, например,

истинное строение электрона, если такой термин может быть применен, или та роль, которую он играет в структуре атома. Теперь можно считать практически установленным, что атом — сложная система, состоящая из ряда положительно или отрицательно заряженных масс, которые сохраняют равновесие главным образом при помощи электрических сил. Однако трудно определить сравнительное значение той роли, которую играют носители положительного и отрицательного зарядов электричества. Хотя отрицательное электричество может существовать как обособленная единица в виде электрона, еще нет убедительных доказательств существования соответствующего положительного электрона. Еще неясно, какая часть массы атома обусловлена электронами или иными подвижными зарядами, а также существуют ли массы, совершенно отличные от электрических масс. Продвижение в этом направлении будет тормозиться до тех пор, пока не будут получены более определенные данные о свойствах и структуре положительного электричества и его связи с отрицательным электроном.

Вся совокупность экспериментальных данных показывает, что электрон играет две различные роли в строении атома: как легко присоединяющиеся и легко отделяющиеся спутники или внешние элементы атомной системы и как неотъемлемые составные части внутренней структуры атома. В первом случае электрон может быть легко отделен или приведен в колебательное движение и, вероятно, играет важную роль при объединении атомов в молекулу и в формировании спектров элементов. Во втором случае он удерживается более мощными силами и может быть освобожден только в результате атомного взрыва, ведущего к расщеплению атома. Так, испускание электрона с малой скоростью под действием обычных лабораторных средств, по-видимому, не нарушает устойчивости атома, тогда как испускание быстрого электрона из радиоактивного вещества сопровождается превращением атома.

В науке давно бытует представление о том, что атомы элементов, возможно, имеют сложное строение и состоят либо из более легких атомов, либо из атомов некоторых фундаментальных веществ. До сих пор еще не получено прямых доказательств того, что атом с бо́льшим атомным весом может быть построен из атомов с меньшим атомным весом, однако на примере радиоактивных веществ мы имеем убедительное и однозначное доказательство обратного процесса — распада атомов. Быть может, значителен тот факт, что этот процесс наблюдался только у атомов с бо́льшим атомным весом, таких как уран, торий и радий. Пожалуй, за исключением калия, нет заслуживающих доверия доказательств того, что подобный процесс имеет место и в других элементах. Превращение атомов радиоактивных веществ возникает, по-видимому, в результате атомного взрыва большой силы, при котором часть атома выбрасывается с высокой скоростью. В большинстве случаев испускается α-частица, или атом гелия, а в некоторых случаях — быстрый электрон, хотя при превращении некоторых веществ мы не обнаруживаем излучения.

Тот факт, что α-частицы испускаются простым веществом все с одинаковой и очень высокой скоростью, наводит на мысль, что заряженный атом гелия до вылета, видимо, находится в атоме в быстром орбитальном движении. В настоящее время еще не найдены однозначные причины этих атомных превращений.

Поскольку превращения атомов во многих случаях сопровождаются выбрасыванием одного или нескольких заряженных атомов гелия, трудно не прийти к выводу, что атомы радиоактивных элементов построены, по крайней мере частично, из атомов гелия. Несомненно, весьма примечательно и, очевидно, имеет большое значение тот факт, что гелий, который рассматривается с точки зрения обычной химии как инертный элемент, играет столь важную роль в строении атомов урана, тория и радия.

Изучение радиоактивности не только прояснило характер атомных превращений, но привело также к развитию методов обнаружения присутствия почти незаметных количеств радиоактивного вещества. Уже отмечалось, что для обнаружения отдельной α-частицы разработано два метода: один — электрический, другой — оптический. С помощью оптического, или сцинтилляционного, метода можно точно подсчитать число α-частиц даже тогда, когда в минуту испускается лишь одна частица. Следовательно, не составляет труда проследить за превращением любого радиоактивного вещества, в котором в течение минуты распадается лишь один атом, при условии, что этот распад сопровождается вылетом α-частицы. В случае быстрораспадающегося вещества, подобного эманации актиния, период полураспада которого равен 3,7 *сек*, возможно уверенно обнаружить присутствие если не единичного атома, то по крайней мере нескольких атомов, тогда как наличие сотни атомов дает уже необычайно большой эффект. Подсчет сцинтилляций представляет собой чрезвычайно мощный и прямой количественный метод изучения свойств радиоактивных веществ, испускающих α-частицы. Не только легко подсчитать число α-частиц, испускаемых за данный промежуток времени, но можно, например, с помощью соответствующим образом поставленных экспериментов установить, одна, две или более α-частиц испускаются при распаде одного атома.

Возможность обнаружения единичного атома вещества открыла новую область исследований при изучении дискретных явлений. Так, экспериментальный закон превращения радиоактивного вещества выражает только среднюю скорость превращения, однако с помощью сцинтилляционного или электрического метода стало возможным прямым экспериментом определять действительные интервалы между превращениями последовательных атомов и вероятностный закон распределения α-частиц около средней величины.

Излучение активными телами важно не только для изучения радиоактивных превращений, оно дает еще очень ценную информацию об эффектах, образующихся при прохождении быстродвижущихся частиц через вещество. Испускаемые активными телами три типа излучения,

α-, β- и γ-лучи, значительно различаются по характеру эффектов и проникающей способности через вещество. Например, α-частицы полностью задерживаются листком чистой бумаги, тогда как γ-лучи, испускаемые радием, после прохождения через свинец толщиной 20 *см* могут быть легко обнаружены. Различие в характере поглощения излучения несомненно частично обусловлено различием типов излучения, а частично — разными скоростями.

Характер эффектов, вызываемых α- и β-частицами, проще всего изучать в газах. Так, α-частица обладает столь большой энергией движения, что проходит на своем пути сквозь молекулы газа и оставляет за собой более 100 000 ионизованных или диссоциированных молекул. Пройдя определенное расстояние, α-частица внезапно теряет свои характерные свойства, и обнаружить ее нашими методами мы уже не можем. Несомненно, что α-частица быстро теряет высокую скорость, а затем, после нейтрализации заряда, становится блуждающим атомом гелия. Ионизация, производимая α-частицей, по-видимому, заключается в освобождении одного или нескольких медленных электронов из молекулы, а в случае сложных газов акт ионизации сопровождается химической диссоциацией самой молекулы, хотя трудно определить, является ли подобная диссоциация первичным или вторичным эффектом. Химическая диссоциация, производимая α-частицами, открывает широкое поле для исследования, которому только положено начало.

По сравнению с α-частицами β-частицы не только обладают более высокой проникающей способностью в веществе, но образуют значительно меньше ионизованных молекул на том же отрезке пути в газе. Они очень легко отклоняются от направления своего движения при столкновениях с молекулами газа, и имеются веские доказательства, что быстродвижущаяся β-частица, в отличие от α-частиц, может быть задержана или захвачена молекулой.

Если учесть большую энергию движения α-частицы и малую энергию, необходимую для ионизации одной молекулы, то становится ясным, что α-частица, как указывает Брэгг, действительно проходит сквозь атом, или, вернее, через сферу действия атома, находящегося на пути этой частицы. Атом, можно сказать, не успевает отойти с пути быстродвижущейся α-частицы, так что последняя вынуждена проходить сквозь атомную систему. С этой точки зрения старое и в большинстве случаев несомненно верное положение, что два тела не могут занимать одно и то же пространство, больше не имеет силы для атомов вещества, движущихся с достаточно высокой скоростью.

По-видимому, не подлежит сомнению тот факт, что тщательное изучение эффектов, производимых α- и β-частицами при прохождении через вещество, в конце концов прольет свет на структуру самого атома. Уже осуществленные работы показывают, что характер поглощения излучений теснейшим образом связан с атомным весом элементов и их положением в периодической таблице. Один из наиболее поразительных эффектов,

обнаруживаемых при прохождении β-лучей через вещество,— это рассеяние β-частиц, т. е. отклонение их от прямолинейного пути при столкновениях с молекулами. Одно время считали, что такого рассеяния нельзя ожидать от α-частиц вследствие их гораздо большей массы и энергии движения. Однако недавние эксперименты Гейгера показали, что рассеяние α-частиц очень заметно и так велико, что небольшая часть α-частиц, падающих на металлический экран, изменяет направление скорости и появляется снова с той же стороны экрана. Это рассеяние удобнее всего изучать методом сцинтилляций. Можно показать, что отклонение α-частицы от ее пути вполне заметно после прохождения через совсем небольшое количество атомов вещества. Неизбежен вывод, что в атоме сосредоточено интенсивное электрическое поле, так как в противном случае невозможно было бы изменение направления движения частицы при прохождении столь малого расстояния, как диаметр молекулы.

В заключение я хотел бы подчеркнуть простоту и непосредственность методов изучения атомных проблем, открытых за последнее время. Как мы убедились, с помощью сцинтилляций, образующихся на экране из сернистого цинка, не только просто подсчитать число α-частиц, но можно непосредственно изучать отклонение отдельной частицы при ее прохождении через магнитное или электрическое поле, а также определять отклонения каждой частицы от ее прямолинейного движения, обусловленные соударениями с молекулами вещества. Мы можем непосредственно определить массу α-частицы, ее заряд и скорость и тем самым сразу же рассчитать число атомов, присутствующих в данном количестве любого известного вещества. В свете этих и подобных прямых выводов, основанных на минимальном числе предположений, физики, мне кажется, имеют некоторые подтверждения своих представлений о том, что они стоят на прочном фундаменте фактов, а не на сыпучем песке воображаемых гипотез, как нас часто торжественно предостерегают некоторые наши научные коллеги.

16

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМАНАЦИИ РАДИЯ*

II. СКОРОСТЬ ПРЕВРАЩЕНИЯ

Поскольку эманация радия играет важную роль в экспериментальных исследованиях, желательно как можно точнее определить скорость ее превращения. Начиная с 1902 г. был проведен целый ряд измерений периода полураспада эманации, т. е. времени, в течение которого претерпевает превращение половина присутствующего количества этого вещества. Результаты, полученные различными исследователями, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Исследователь	Год проведения измерений	Период полураспада эманации радия, *дни*
П. Кюри [1]	1902	3,99
Резерфорд, Содди [2]	1903	3,77
Бамстед, Уилер [3]	1904	3,88
Закур [4]	1905	3,86
Рюмелин [5]	1907	3,75
М. Кюри [6]	1910	3,85

В некоторых из перечисленных экспериментов измерялось собственное α-излучение эманации, тогда как в других эманацию помещали в сосуд и измеряли β- и γ-активность продуктов распада, находящихся в состоянии радиоактивного равновесия с эманацией.

В 1909 г. Туомиковский начал в моей лаборатории опыты по определению скорости распада эманации радия по ее γ-излучению. Для этой цели был использован электроскоп с алюминиевыми листками, который был окружен свинцовой оболочкой толщиной 3 *мм*. Активное вещество получали в трубочке по возможности небольших размеров, причем сначала эманацию подвергали очистке, сжижая ее с помощью жидкого воздуха

* Sitzungsberichten der Kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien. Mathem.-naturwiss. Kl. 1911, März, Bd 120, Abt. IIa, 303—312. Доложено на заседании 16 марта 1911 г.

и откачивая несконденсировавшиеся газы. Получавшееся таким образом количество эманации соответствовало обычно примерно 50 *мг* радия, находящегося в состоянии радиоактивного равновесия. Наполненная эманацией трубочка помещалась на подходящем расстоянии (1 *м* или более) от электроскопа, после чего через равные промежутки времени измерялась скорость движения его листков. Небольшие колебания чувствительности электроскопа ото дня ко дню корректировались тем, что каждый раз измерялась скорость его разряда под действием стандартного препарата радия постоянной активности, располагавшегося на определенном расстоянии от электроскопа. Первые измерения указывали как будто на то, что скорость превращения эманации зависит от способа ее приготовления. Так, казалось, что очищенная эманация вначале распадается быстрее, чем ее фракция, которая при очистке откачивалась. Аналогичным образом получалось, что эманация, не абсорбированная водой, распадается медленнее, чем ее абсорбированная часть. Эти результаты, если бы они были верны, были бы исключительно важны, так как означали бы, что не все атомы эманации одинаковы по своим физическим и химическим свойствам.

Эти эксперименты Туомиковский продолжил и получил большое число кривых распада препаратов эманации, приготовлявшейся самыми разнообразными способами. В более поздних опытах различия в скорости распада разных образцов эманации были выражены не столь четко и значительно более нерегулярно, чем в первых экспериментах. Во всех случаях получалось, что, спустя несколько дней после приготовления, эманация распадается по экспоненциальному закону с периодом полураспада 3,8—3,9 дня.

При сравнении периодов полураспада различных частей одного и того же образца эманации, которые, безусловно, должны быть одинаковыми, также наблюдались кажущиеся различия. Это указывало на то, что метод измерения вовсе не так точен, как предполагалось первоначально. В подобных экспериментах длительностью в несколько недель метеорологические условия могут сильно изменяться, поэтому трудно измерить скорость распада с требуемой точностью. Небольшие изменения чувствительности электроскопа или трудности, связанные с достижением тока насыщения, могут повлечь за собой непредвиденные ошибки.

Компенсационный метод

Чтобы обойти эти трудности, вначале было выполнено несколько экспериментов с использованием компенсационного метода, в котором ионизационные токи, вызываемые γ-излучением от двух различных образцов эманации, компенсируют друг друга. Для этой цели использовался электроскоп и две ионизационные камеры с центральным электродом. Камеры были изготовлены из свинца толщиной 2 *мм* и отделялись одна от другой свинцовым экраном толщиной 5 *см*. Обе камеры были заряжены

до одинакового потенциала, при котором ионизационный ток достигает насыщения (около 100 *в*), причем полярность напряжения при зарядке второй камеры была изменена на противоположную. Центральные электроды камер были соединены друг с другом и с электрометром. Трубочка с эманацией, в которой уже установилось радиоактивное равновесие, располагалась на таком расстоянии от ионизационных камер, что в начале эксперимента ионизационные эффекты в обеих камерах полностью компенсировали друг друга. Если бы оба образца эманации распадались с совершенно одинаковой скоростью, то состояние равновесия не должно было бы нарушаться. Однако малейшее различие в скоростях распада тотчас бы обнаружилось по нарушению равновесия электрометра. Если различие в периодах распада мало, то при этих условиях, как можно легко рассчитать, эффект, измеряемый по скорости движения стрелки электрометра, сначала должен возрастать со временем, достигнуть через 5,5 дня максимума, а затем постепенно уменьшиться.

Предварительные эксперименты показали, что это равновесие может быть сделано очень чувствительным и что можно уверенно зарегистрировать $^1/_{400}$ часть изменения интенсивности излучения. Когда таким методом сравнивались два образца эманации, то оказалось, что в одних случаях смещение равновесия совершенно ничтожно, тогда как в других случаях равновесие постепенно изменялось примерно на 1%. Я не убежден, что эти изменения объясняются действительным различием в скоростях распада обоих образцов эманации. Более вероятно, что они обусловлены небольшими температурными колебаниями или другими изменениями в измерительных сосудах. Во всяком случае, до сих пор эти эксперименты не дали ни одного определенного доказательства, что разные образцы эманации распадаются с различными периодами. Если вообще существуют действительные различия в периодах, то они, безусловно, должны быть очень малы.

Распад эманации в течение длительного промежутка времени

В большинстве прежних экспериментов распад эманации прослеживался в течение относительно короткого промежутка времени, причем конечная интенсивность излучения составляла примерно $^1/_{100}$ своего начального значения [1]. В настоящее время разработан метод, позволяющий измерять скорость распада в течение промежутка времени более 100 дней, при этом интенсивность излучения падает до одной стомиллионной от исходной величины. Очень важно установить, происходит ли распад за такие большие времена в среднем с такой же скоростью, что и за более короткие промежутки времени. Большое количество эманации помещалось

---

[1] М. Кюри в своих последних опытах прослеживала распад эманации в течение 43 дней; за это время активность спадала до $^1/_{2500}$ своего начального значения.

в небольшую стеклянную трубочку, и ее γ-излучение было измерено с максимальной точностью при помощи электроскопа по стандартному препарату радия, находящемуся в состоянии радиоактивного равновесия. Затем более 100 дней эманация распадалась, причем первоначальное положение трубочки не изменялось. После этого трубочку вскрыли и остаток эманации при помощи струи воздуха ввели в соответствующий электроскоп. Калибровка электроскопа осуществлялась по эманации, выделяющейся из кипящего раствора радия (этот раствор содержал вполне определенную небольшую часть стандартного радиевого препарата, по которому первоначально измерялось γ-излучение). Стандартные растворы в течение ряда лет приготавливали для меня Болтвуд и Ив. Для проверки стандартных растворов проводились специальные эксперименты, методика которых будет изложена ниже.

Чтобы оценить точность этого метода, предположим, что за промежуток времени t дней количество эманации уменьшается до 10^{-8} начального значения. Тогда

$$e^{-\lambda t} = 10^{-8} \text{ и } \lambda t = 18{,}42.$$

Допустим, что ошибка при измерении величины 10^{-8} составляет $\pm$ 10%. Тогда

$$\lambda t = 18{,}42 \pm \ln 1{,}1 = 18{,}42 \pm 0{,}0953.$$

Таким образом, ошибка 10% при определении количества эманации приводит к ошибке в значении λ всего 0,5%. Поскольку ошибка при измерении отношения начального и конечного количеств эманации при наилучших условиях не превышает 1—2%, ошибка при определении λ не может превзойти 0,1%.

В табл. 2 представлены некоторые результаты измерений с различными образцами эманации.

Среднее значение периода полураспада получается отсюда равным 3,84(6) дня, или, округленно, 3,85 дня. Был проделан ряд аналогичных

Таблица 2

Начальное количество эманации, *мг* Ra	Количество эманации в конце опыта, $\times 10^{-7}$ *мг* Ra	Промежуток времени, *дни*	λ, (*день*)$^{-1}$
53,1	3,24	105,2	0,1800
56,3	2,57	106,3	0,1807
46,2	5,52	101,2	0,1802
47,0	2,83	105,15	0,1800
48,8	2,44	106,2	0,1800
		Среднее значение	0,1802

измерений периода полураспада эманации, подвергавшейся очистке самыми разнообразными методами. Однако мне не удалось наблюдать никаких отличий, которые превышали бы ошибку измерений. Найденное нами значение периода полураспада превосходно согласуется со значением, полученным в последних экспериментах М. Кюри (3,85 дня).

Проверка радиевых растворов

Точность, с которой при помощи электроскопа в конце опыта определяется количество оставшейся эманации, зависит только от точности, с которой известно содержание радия в стандартном растворе, выраженное в долях стандартного радиевого препарата, использованного в начале опыта для измерения γ-излучения эманации. Так как со времени приготовления стандартных растворов прошло несколько лет, необходимо было их проверить. Это осуществлялось следующим образом.

Некоторое количество эманации, которое по величине γ-излучения было примерно эквивалентно радиевому стандарту (3,69 *мг* $RaBr_2$), помещалось в стеклянную трубочку. Как только там устанавливалось равновесие, с помощью электроскопа очень точно сравнивали γ-излучение трубочки и стандарта. Затем трубочку с эманацией открывали, и ее содержимое переводили в заранее откачанный сосуд объемом примерно 1 *л*. Затем туда добавляли воздух так, чтобы в сосуде установилось атмосферное давление, и содержимое тщательно перемешивали. При помощи маленькой откачанной трубочки с двумя кранами из сосуда извлекали определенную часть эманации (примерно $^1/_{1000}$). Эманацию из этой трубочки аналогичным образом помещали в другой сосуд, объем которого также составлял приблизительно 1 *л*. Снова удаляли $^1/_{1000}$ этого объема и это количество эманации вводили в электроскоп. Таким образом, в электроскоп попадала примерно одна миллионная часть общего объема эманации. Особое внимание обращалось на то, чтобы объемы всех сосудов были точно измерены, смесь эманации с воздухом была совершенно однородной и температура во время отбора эманации была одинаковой.

Стандартные радиевые растворы, использовавшиеся для сравнения, содержали 0,785; 1,57 и $3{,}14\cdot10^{-6}$ *мг* радия. Эманация, выделявшаяся при кипячении этих растворов, собиралась в таком же приборе, какой был ранее использован Болтвудом. Результаты для всех трех стандартов очень хорошо совпали и через 3 *час* после введения эманации в электроскоп дали скорость разряда 6,1 деления шкалы. Этот результат с точностью 2% совпадает со скоростью разряда от эманации, полученной в результате дробления исходного количества эманации, и доказывает, что в пределах ошибок измерений радиевые растворы за время, истекшее после их приготовления, не ухудшились.

С помощью этого метода дроблений можно определять период распада эманации в течение 30—40 дней. Количество эманации, эквивалентное примерно 2 *мг* радия, было помещено в трубочку. Спустя примерно

30 дней эта эманация была введена в сосуд объемом около 1 *л*, определенную часть (приблизительно $^1/_{1000}$) удалили и ввели в электроскоп. Скорость распада за этот промежуток времени в точности совпала со значением скорости, найденной для более длительного промежутка времени.

Влияние концентрации на период распада эманации

Вопрос о том, влияет ли степень концентрации радиоактивного элемента на его полную активность или на период полураспада, чрезвычайно важен для теории радиоактивности. Полное совпадение периодов распада для различных продуктов при прослеживании изменения их активности в очень широком диапазоне, по-видимому, доказывает, что этот эффект, если он вообще существует, должен быть очень мал. В книге «Радиоактивность» [7] описан эксперимент, с помощью которого показано, что степень концентрации не оказывает никакого влияния на γ-активность радия. Аналогичный эксперимент был проделан с эманацией радия. Некоторое количество эманации радия, эквивалентное приблизительно 100 *мг* радия, было подвергнуто сжатию в конце маленькой капиллярной трубочки. Ее γ-излучение в состоянии равновесия измерялось с помощью небольшого закрытого электроскопа со свинцовыми стенками, находящегося на расстоянии около 2 *м*. Затем уровень ртутного столбика опускали, причем эманация распределялась по примерно в 2000 раз большему объему. Через 3 *час*, когда эманация приходила в равновесие со своим активным осадком, снова измерялось γ-излучение. Если учесть распад небольшого количества эманации за это время, то γ-излучение получалось точно таким же, как и прежде.

При рассмотрении размеров объема, в котором находилась эманация, оказалось, что различие в распределении активного осадка в обоих экспериментах не могло оказать сколько-нибудь значительного влияния на результаты измерений. Таким образом, из этих опытов можно заключить, что активность эманации, а следовательно, и период ее полураспада не зависят от спепени концентрации. Отсюда следует, что, даже если эманация находится в очень концентрированной форме, ее излучение не оказывает никакого заметного влияния на скорость превращения.

Влияние температуры

С помощью описанного компенсационного метода были проделаны эксперименты, чтобы узнать, влияет ли понижение температуры на распад эманации. Для этой цели компенсировалось γ-излучение от двух одинаковых образцов эманации, заключенных в стеклянные трубочки. Одна из трубочек находилась внутри цилиндрического сосуда Дьюара и касалась его боковой стенки, ближайшей к измерительному сосуду. По достижении компенсации заливался жидкий воздух. При этом никакого немедленного нарушения состояния равновесия не наблюдалось.

В нескольких предварительных опытах трубочки длиной 4 *см*, содержащие эманацию, располагались перпендикулярно одна другой на расстоянии примерно 20 *см* от измерительных сосудов. Такие большие трубочки и позволили установить, что изменение в распределении активного осадка при температуре жидкого воздуха приводит к нарушению компенсационного равновесия. Однако величина рассогласования по истечении 3 *час* не становилась постоянной, как это следовало бы ожидать, а продолжала изменяться еще в течение суток и даже больше. Только в результате дальнейших экспериментов стало ясно, что этот эффект обусловлен постепенным изменением распределения эманации и активного осадка с течением времени. Чтобы избежать этого, очищенная эманация делилась на две равные части и помещалась в два стеклянных шарика диаметром 5 *мм*. Оказалось, что при таких условиях состояние компенсационного равновесия остается неизменным даже в течение целой недели. Правда, иногда случайно наблюдались отклонения, однако они несомненно были вызваны внешними причинами. Таким образом, можно заключить, что при понижении температуры от обычной комнатной температуры до —186° γ-излучение эманации и период ее полураспада остаются неизменными.

Основные результаты

1. Химические и физические процессы на период полураспада эманации не влияют.

2. Измерялся период полураспада одного и того же образца эманации в течение длительного времени, за которое количество эманации уменьшалось до одной стомиллионной от первоначального значения. Период полураспада с большой точностью равен 3,85 дня, $\lambda = 0{,}1802$ (дней)$^{-1}$.

3. Период полураспада эманации не зависит от степени ее концентрации.

4. Период полураспада эманации при комнатной температуре такой же, как и при температуре жидкого воздуха.

В заключение я выражаю благодарность Туомиковскому за помощь при выполнении первой части этой работы и Лантсберри — за помощь при определении количеств эманации.

Манчестерский университет, 1910 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Curie P*. Compt. Rend., 1902, **135**, 857.
2. *Rutherford E*., *Soddy E*. Philos. Mag., 1903, ser. 6, 5, 445.
3. *Bumstead H*., *Wheeler*. Amer. J. Sci., 1904, February.
4. *Sakur*. Ber. Dtsch. chem. Ges., 1905, **38**, 1754.
5. *Rümelin G*. Philos. Mag., 1907, ser. 6, **14**, 550.
6. *Curie M*. Radioactivité. Paris, 1910, p. 219—226.
7. *Rutherford E*. Radioactivity 2nd ed., 1905, p. 466.

ОБРАЗОВАНИЕ ГЕЛИЯ ИЗ РАДИЯ *

(Совместно с Б. Болтвудом)

Введение

Последние восемь лет важнейшей и интереснейшей проблемой является вопрос о том, как связан гелий с превращением радиоактивных веществ. Этот вопрос был предметом многочисленных исследований.

В 1902 г. Резерфорд и Содди [1] опубликовали теорию распада радиоактивного вещества и высказали предположение, что гелий, наблюдающийся в относительно больших количествах в радиоактивных минералах, является одним из продуктов превращения радиоактивных элементов, содержащихся в этих минералах.

В 1903 г. Рамзай и Содди [2] экспериментально показали, что в солях радия всегда обнаруживается гелий и что он возникает из эманации радия. В этих первых экспериментах количество гелия было очень невелико и обнаруживалось спектроскопическим методом. Эти наблюдения вскоре после этого были подтверждены независимо друг от друга целым рядом исследователей. Несколько позже Дебьерн обнаружил, что гелий возникает также и в препаратах актиния.

Когда было открыто возникновение гелия из радия, очень важно было установить положение гелия в общем ряде распада радиоактивных элементов. В 1903 г. Резерфорд [3] доказал, что испускаемые радием α-лучи состоят из быстродвижущихся положительно заряженных частиц. Измерение e/m (отношение заряда к массе α-частицы) показало, что α-частица должна иметь размеры обычных атомов и массу примерно вдвое больше массы атома водорода. С самого начала казалось правдоподобным, что если α-лучи представляют собой частицы какого-нибудь известного вещества, то это могут быть либо заряженные частицы водорода, либо гелия. Сразу же после того, как экспериментально было показано образование гелия из радия, Резерфорд высказал предположение [4], что источником гелия, по всей вероятности, служат накапливающиеся α-частицы, испущенные радием и его продуктами распада. На основе этой гипотезы и скудных в то время экспериментальных данных была проведена оценка количества гелия, выделяемого 1 *г* радия в условиях

* Sitzungsberichten der Kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien. Mathem.-naturwiss. Kl., 1911, März, Bd 120, Abt. IIa, S. 313—336. Предварительное сообщение по этому вопросу представлено Королевскому обществу в Манчестере в ноябре 1909 г. Доложено на заседании 16 марта 1911 г.

равновесия. Из нее следовало, что 1 *г* радия должен выделять от 20 до 200 *мм*^{3} гелия в год.

Ввиду важности вопроса об истинной природе α-частиц было предпринято более точное измерение скоростей и отношения e/m для α-частиц, испускаемых различными радиоактивными элементами. Согласно Резерфорду [5], отношение e/m для α-частицы равно $5{,}07 \cdot 10^3$ *эл.-магн. ед.* Эти результаты указывают на то, что α-частицы — это либо однократно ионизованные молекулы водорода, либо двукратно ионизованные атомы гелия. Последнее предположение казалось более вероятным и позволяло предполагать, что гелий есть продукт распада всех радиоактивных веществ, испускающих α-лучи.

Далее этот вопрос был исследован Резерфордом и Гейгером [6], которые предложили метод непосредственного подсчета количества α-частиц, испускаемых радиоактивным веществом. Оказалось [7], что 1 *г* радия (без продуктов распада) в 1 *сек* испускает $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-частиц, а радий в равновесии со своими тремя α-активными продуктами распада излучает вчетверо большее количество α-частиц. Одновременно был определен заряд, переносимый каждой α-частицей; он оказался равным $9{,}3 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.* По ряду причин был сделан вывод, что α-частицы несут двойной элементарный заряд и что величина элементарного заряда, т. е. заряда, которым обладает атом водорода, равна $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*

Окончательное доказательство идентичности α-частицы и атома гелия дали Резерфорд и Ройдс [8], которые показали, что если α-частицы попадают в вакуум или твердое тело, то там всегда накапливается гелий. Так было определенно доказано, что α-частица представляет собой излученный атом гелия, который несет на себе два элементарных заряда.

На основе приведенных выше данных Резерфорд и Гейгер [9] произвели расчет ожидаемого количества гелия, получающегося из радия: 1 *г* радия в равновесии со своими продуктами распада испускает $13{,}6 \cdot 10^{10}$ α-частиц, т. е. атомов гелия в 1 *сек.* Если принять заряд атома водорода равным $4{,}65 \cdot 10^{-10}$, то, зная электрохимический эквивалент водорода, можно тотчас вычислить, что 1 *см*^{3} каждого газа при нормальных давлении и температуре содержит $2{,}72 \cdot 10^{19}$ молекул. Поскольку гелий — одноатомный газ, то получается, что 1 *г* радия выделяет количество гелия, равное $(13{,}6 \cdot 10^{10}/2{,}72 \cdot 10^{19})$ *см*^{3}*/сек*, или 158 *мм*^{3}*/год.*

Первое прямое определение количества гелия, образующегося из радия, сделал Дж. Дьюар [10], который использовал 70 *мг* безводного хлорида радия — часть материала, приготовленного Торпе при измерениях атомного веса радия. Кристаллическая соль радия была помещена в откачанный сосуд, соединенный с манометром Мак-Леода. Соль периодически прокаливали для выделения накопившегося гелия. Другие газы, которые могли при этом присутствовать, поглощались куском угля из кожуры кокосового ореха, охлаждаемого жидким воздухом. Охлаждая кокосовый уголь до температуры жидкого водорода, можно было примерно определить количество присутствующего в газе водорода.

В своей первой статье Дьюар пришел к заключению, что 1 *г* радия в равновесии производит 0,37 *мм*^{3} гелия в день. В более позднем эксперименте [11] радий находился в замкнутом объеме в течение 9 месяцев, и количество гелия, создаваемого 1 *г* радия в день, было определено равным 0,463 *мм*^{3}. Во второй статье было указано, что при обработке результатов первого эксперимента была допущена ошибка, после устранения которой количество гелия, производимого 1 *г* радия, оказалось равным 0,499 *мм*^{3} в день вместо 0,37 *мм*^{3}. Количество гелия, создаваемого 1 *г* радия за год, согласно этим двум экспериментам составляет 182 *мм*^{3} и соответственно 169 *мм*^{3}. Оба значения несколько выше расчетного (158 *мм*^{3}).

Поскольку очень важно как можно точнее знать количество выделяющегося гелия, авторы предприняли независимое определение этой величины. Было проделано два различных измерения количества гелия, производимого радием, в которых использовался препарат радия, любезно предоставленный одному из авторов Королевской Академией наук в Вене.

Очистка препарата

Для этих опытов весьма важно было, чтобы применяемая соль радия не содержала никаких других радиоактивных веществ, кроме самого радия. Соль представляла собой некоторое количество барий-радиевого хлорида, в котором содержалось примерно 7% радия. Эту соль еще до того, как она оказалась в нашем распоряжении, подвергли частичной фракционной перекристаллизации. Поэтому маловероятно, чтобы в препарате присутствовали другие радиоактивные вещества, кроме радия и его продуктов распада. До начала экспериментов соль более года находилась в виде водного слабо подкисленного раствора, а еще раньше в течение довольно неопределенного времени пребывала в кристаллическом состоянии. Чтобы удалить накопившиеся за это время радиосвинец и полоний, раствор подвергли следующим операциям. Около 50 *мг* треххлористой сурьмы, 10 *мг* нитрата свинца и 5 *мг* нитрата висмута растворили в небольшом количестве разбавленной соляной кислоты и этот раствор добавили к раствору радиевой соли. Смесь разбавили водой до объема примерно 100 *см*^{3} и в нее ввели с избытком сероводород. Вследствие добавки соли сурьмы происходило выпадение в осадок сульфидов, которые можно легко отделить фильтрацией. После этого осадок хорошо промывали дистиллированной водой.

Осадок на фильтровальной бумаге растворяли при нагревании в соляной кислоте, к которой было добавлено несколько небольших кристаллов хлората калия, и после разбавления водой повторялась операция с сероводородом. Второй осадок сульфидов отфильтровывался, а фильтрат добавляли к фильтрату первого осаждения. Добавка солей свинца и висмута должна была способствовать полному осаждению радиосвинца и полония [12].

Объединенный фильтрат выпарили досуха в кварцевой чашке, помещенной в водяную баню, а оставшийся барий-радиевый хлорид немного нагрели, чтобы избавиться от оставшихся соляной кислоты и воды. После этого сухую соль положили в платиновую капсулу, закрытую крышечкой с отверстиями, которую затем поместили в трубку из тугоплавкого иенского стекла (рис. 1). Трубка *a*, заканчивающаяся тонким изогнутым капилляром, входила в трубку *b*, сделанную из легкоплавкого стекла. В трубке *b* вблизи соединительного участка имелся выступ, с помощью

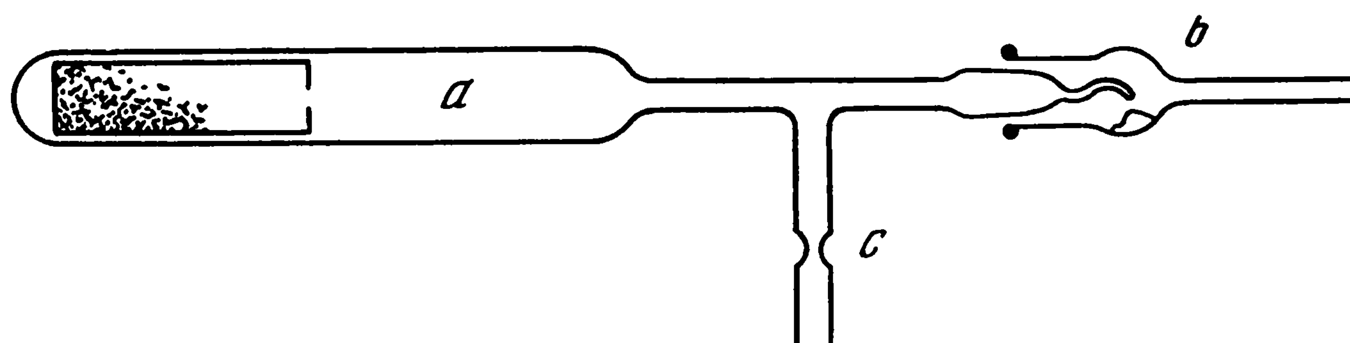


Рис. 1

которого при вращении трубки *a* в шлифе можно было разбить капиллярный конец трубки и тем самым соединить трубки *a* и *b*. Это устройство было сделано для облегчения удаления гелия после накопления. Трубка из иенского стекла полностью откачивалась через боковую трубку *c*, которая после этого запаивалась.

Определение содержания радия в соли

Количество радия, содержащегося в соли, определялось измерением γ-излучения по истечении двух месяцев после запайки препарата.

При помощи толстостенного свинцового электроскопа γ-активность соли в трубке сравнивалась с γ-активностью стандартного препарата, имевшегося в нашей лаборатории и содержащего 3,69 *мг* $RaBr_2$. Сравнение велось как непосредственно с эталоном, так и косвенно с помощью третьего радиевого препарата, содержание радия в котором, определенное по малому стандарту, составляло 32 *мг* $RaBr_2$. Измерения, производившиеся на разных расстояниях и при различных условиях опыта, показали, что количество радия, содержащегося в трубочке, использованной в этих экспериментах, составляет 191 *мг* (металла), что эквивалентно 326 *мг* бромида радия.

После того как эксперименты по определению количества выделяющегося гелия были закончены, провели еще одно, новое измерение количества радия в препарате. Соль растворили в дистиллированной воде с небольшой добавкой соляной кислоты и раствор разбавили до объема 50 *см*^{3}. Небольшую часть (1,22%) этого раствора выпарили досуха в маленькой стеклянной трубочке и герметически в ней запаяли. Через месяц эту часть препарата с помощью γ-лучевого метода сравнили с нашим

стандартным препаратом (3,69 *мг* $RaBr_2$). Оказалось, что она эквивалентна 4,02 *мг* $RaBr_2$. Это сравнение позволило установить, что количество радия, первоначально присутствовавшего в использовавшемся препарате, составляло 193 *мг*.

Накопление и измерение гелия

Образующийся из радиевой соли гелий собирался, очищался и подвергался измерениям в установке, схема которой представлена на рис. 2. В ней имеется насос Гейслера *P* для откачки прибора. Откачиваемые этим насосом газы, если требуется, можно улавливать в сосуде *D*. В сосуде *M* содержится пятиокись фосфора, используемая как осушитель. Сосуд *A* с припаянными капиллярами *E* и *e* представляет собой в сущности манометр Мак-Леода, который, однако, в этих экспериментах использовался для измерения малых объемов, а не давлений, как обычно.

Объем капиллярной трубки *E* в каждой части всей ее длины был точно измерен с помощью непосредственной калибровки ртутью. Трубка сравнения *e* была изготовлена из того же куска, что и трубка *E*, и имела те же диаметр и поперечное сечение, так что если измерялось давление газа, находящегося в трубке *E*, то никаких поправок на капиллярность вводить не требовалось.

Трубка *A* соединена справа с двумя боковыми трубками, которые могут отсекаться от *A* клапанами со стеклянными поплавками. Клапан в нижней трубке обычного типа, верхний клапан имеет специальную конструкцию, позволяющую газам свободно, не задерживаясь, проходить между стеклянным поплавком и внешней стенкой. Нижняя трубка, идущая к сосуду с пятиокисью фосфора *M*, снабжена краном *a* и связана с трубкой *C*, в которой находилось несколько граммов угля из кожуры кокосового ореха. Боковая трубка *c* позволяет вводить небольшие объемы чистого сухого электролизного кислорода. Верхняя из двух трубок, подходящих справа к *A*, имеет тонкостенный изогнутый участок *U* и соединяется через кран *b* с сосудом *M*, а через кран *d* — с насосом *H*, который служил для удаления газа из поглотителя *M* и ввода его в сосуд *A* и связанные с ним объемы.

К этой части прибора примыкает далее бюретка *B* со впаянными в нее платиновыми проволочками, между которыми можно пропускать искру. Бюретка служила для ввода в аппарат газов при помощи трубки *L*, конец которой закрыт ртутью. После прохождения искрового промежутка газы могли двигаться через трубку *T*, сделанную из тугоплавкого стекла, в которой находилась раскаляемая докрасна окись меди.

Остальная часть прибора (справа на рис. 2) служила для исследования спектра газа, объем которого измерялся в сосуде *A*. Мы не будем описывать детали конструкции; достаточно сказать, что эта часть установки позволяла переводить остаточный газ из сосуда *A* в маленькую трубку *S*, в которой можно было удобно исследовать спектр.

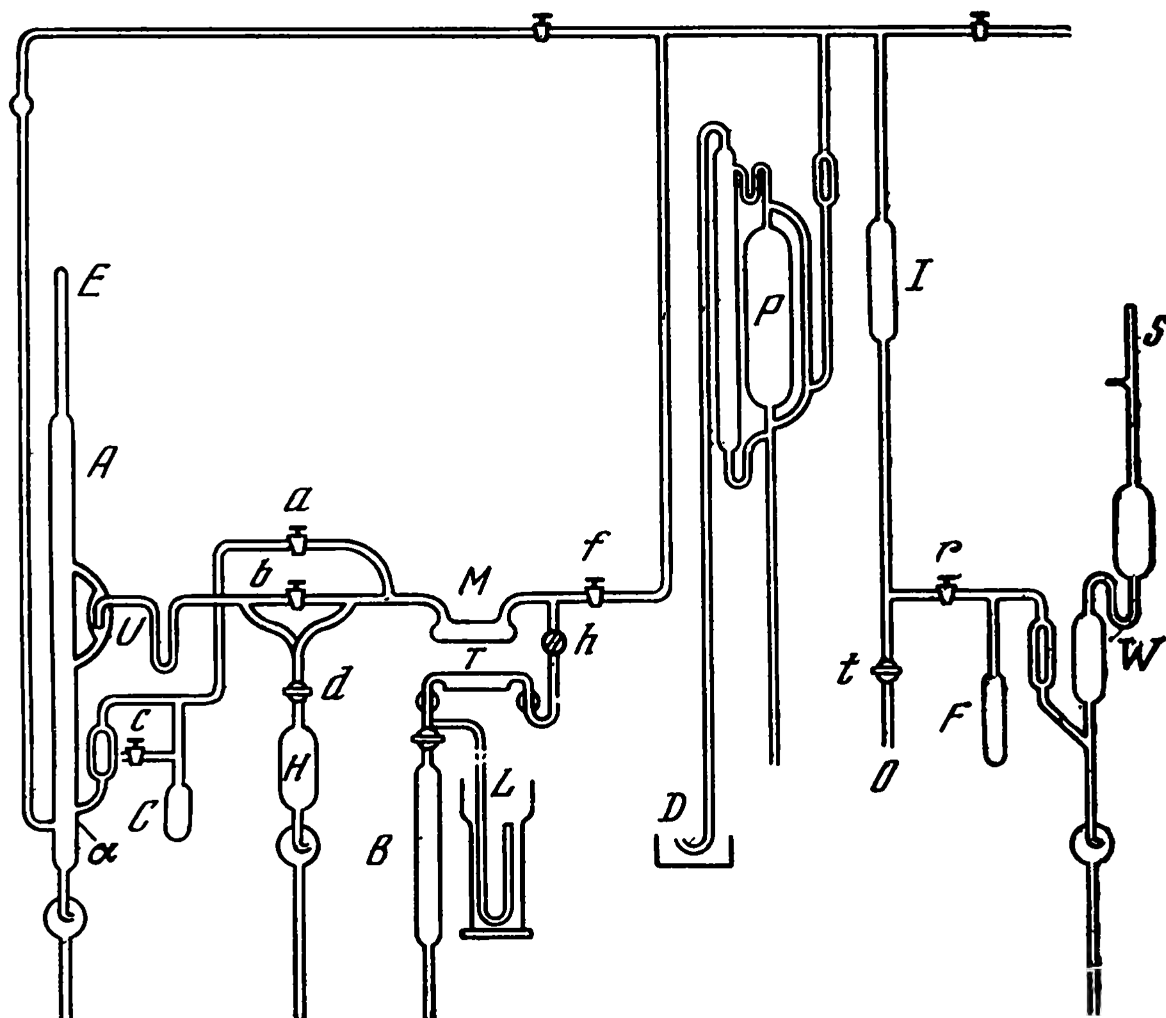


Рис. 2

Все сосуды A, H, B и т. д. были снабжены бунзеновскими затворами для предотвращения доступа воздуха через ртутные столбы; необходимые для этого стеклянные трубки тянутся снизу, как обычно, на высоту более 76 *см*. Эти трубки, резиновые шланги и ртутные резервуары, находящиеся внизу, на рис. 2 не показаны.

Калибровка измерителя объема

Как уже объяснялось, сосуд A в основном подобен обычному манометру Мак-Леода. Для наших опытов он калибровался следующим образом. Весь прибор был полностью откачан, после чего сосуд был нагрет докрасна, чтобы удалить абсорбированные газы. При этом насос P, продолжавший откачку, создавал в установке предельное разрежение. Затем ртуть в сосуде A была поднята до уровня α, краны f, d, a и c закрыли, а через трубку L и ее соединения в сосуд A ввели небольшое количество кислорода, смешанного с чистым гелием (из кристаллического уранинита). После этого кран b закрыли, а трубку C охладили чистым воздухом. Примерно через 20 *мин* ртуть в сосуде A подняли и измерили объем и давление газа в капилляре E. После повторного подъема ртути до верхнего края сосуда A краны a, b, f открыли и прекратили охлаждение трубки C. Трубку C нагревали и слегка накаливали, при этом хорошо откачивали трубки C, U, M и т. д. Затем снова закрывали краны a и b, трубки C и U охлаждали жидким воздухом и уровень ртути в сосуде A опускали до точки α. Гелий, ранее заключенный в сосуде A, расширялся

и попадал в трубки C и U. Ртуть в сосуде A снова поднимали и измеряли объем гелия в трубке E. Отношение объема гелия, находящегося в трубке E при втором измерении, к соответствующему объему при первом измерении равно отношению объема гелия, заключенного при подъеме ртути в сосуде A и трубке E, к полному объему гелия, содержащегося в сосуде A и в связанных с ним трубках.

После повторного поднятия ртути в сосуде A снова произвели откачку всех прочих трубок, затем было проделано новое расширение гелия из трубки E в соединительные трубки U и C. Таким способом было проведено много последовательных опытов, результаты которых прекрасно согласуются между собой. Получили, что при подъеме ртути в сосуде A от ее нормального положения 71,5% от общего объема гелия остается в аппарате в трубке E.

Откачивая сосуд A и связанные с ним трубки до предельного вакуума (насосом P), закрывая краны a, b, c и погружая трубку C не менее чем на 20 *мин* в жидкий воздух, удавалось получать в сосуде A такой высокий вакуум, что после подъема ртути в сосуде A в трубке E не было заметно увеличения давления, даже если ртуть в трубке E поднимали до уровня 1 *мм* от запаянного конца капилляра. В этих условиях оказалось возможным с помощью серии сравнительных экспериментов полностью скорректировать отсчеты уровней в трубках E и e. Этим способом было установлено, что давление газа, содержавшегося в трубке E, измеряемое соответствующими уровнями ртути в трубках E и e, может быть измерено с точностью лучше 0,5 *мм* рт. ст.

Определение количества гелия, выделяемого солью радия
(Первый способ)

Радий-бариевая соль (см. стр. 194) содержащая еще некоторую часть своей кристаллической воды, выдерживалась в течение 83 дней в закрытой трубке (см. описание на стр. 195, рис. 1). Небольшую сферу с пятиокисью фосфора и такую же с твердым едким кали припаяли к прибору в точке O (см. рис. 2). Трубку b (см. рис. 1) подсоединили к сосуду с едким кали (внутри трубки b находилась трубочка с радием a) и весь аппарат откачали до участка соединения a и b. Краны r и f закрыли. Затем кончик капилляра трубочки сломали, газ, накопившийся в трубочке, откачали и собрали в сосуде D (см. рис. 2). Во время откачки нижний конец трубочки с радием и платиновая капсула нагревались до красного каления газовой горелкой. Содержавшаяся в соли кристаллическая вода таким образом выделялась и консервировалась в поглотителях KOH и P_2O_5. Соль радия прокаливали около 30 *мин*. К собранному газу добавили небольшое количество электролизного кислорода и полученную смесь ввели в сосуд B через трубку L (см. рис. 2), после чего пропустили искры через искровой промежуток в сосуде B. Затем оставшиеся газы медленно перекачивались в сосуд A через трубку U, которая была помещена в жидкий воздух.

Содержащаяся в газовой смеси эманация радия в трубке U, естественно, сжижалась. Когда газ полностью перешел в сосуд A, трубку C с кокосовым углем погрузили в жидкий воздух, при этом уровень ртути в сосуде A находился в точке α. Спустя примерно 20 *мин* уровень ртути в сосуде A был поднят и измерены объем и давление газа, заключенного в трубке E. После этого уровень ртути в сосуде A был опущен ниже уровня отверстия, соединяющего трубку с сосудом A, и насосом H несконденсировавшиеся в трубке C и в связанных с ней трубках газы были откачаны и через трубку U введены в сосуд A. Затем краны b и d закрыли, кран a открыли, трубку с углем вынули из жидкого воздуха и прокалили, а газы, сконденсировавшиеся ранее в трубке C, откачали большим насосом.

Кран a закрыли, трубку C снова охладили жидким воздухом, а уровень ртути в сосуде A понизили до точки α. Таким образом, газы в сосуде A снова оказались под действием охлажденного кокосового угля. Примерно через 20 *мин* ртуть в сосуде A подняли и снова измерили объем и давление газа, находящегося в трубке E. Затем находящиеся в трубке C несконденсировавшиеся газы ввели в сосуд A, жидкий воздух удалили, а трубку C прокалили. Сконденсированные в трубке C газы откачали большим насосом. Этот цикл операций был проделан в целом пять раз и дал пять различных результатов измерения объема и давления. Результаты второго и третьего измерений обнаруживают небольшое уменьшение объема по сравнению с первым измерением. Однако последние три удовлетворительно совпадают друг с другом (с точностью 1%) и показывают, что очистка гелия произведена настолько глубоко, насколько это вообще возможно при работе с сильно охлажденным углем.

Гелий, находящийся в приборе, затем ввели в спектральную трубочку S, после чего был исследован спектр. Это оказался в основном чистый гелиевый спектр. В описываемых экспериментах для удаления водорода из газа, полученного из радиевой соли, никаких мер, кроме пропускания искр в газе в присутствии чистого кислорода и выдержки оставшегося газа в сосуде с охлажденным кокосовым углем, не было предусмотрено.

Трубочка T с окисью меди была помещена в прибор только после первого определения выделяющегося гелия. В результате ценных исследований Дж. Дьюара и других хорошо известно, что одного только угля недостаточно для удаления при этих условиях последних следов водорода.

Был поставлен опыт для выяснения того, насколько присутствие свободного водорода влияет на результаты. С этой целью в прибор был введен небольшой объем водорода и проделана та же последовательность операций, что и ранее с газами из радиевой соли. Оказалось, что количество газа, остающегося после первого взаимодействия с охлажденным углем, очень незначительно, а после трехкратного выполнения этого цикла снижается до уровня менее 1% от объема газа, выделенного солью радия. Поэтому маловероятно, чтобы это могло послужить причиной скольконибудь серьезной ошибки.

С другой стороны, некоторого внимания требует также вопрос о том, полностью ли выделяется получившийся из радиевой соли гелий при прокаливании. Прежде чем прокаливать соль, мы тщательно исследовали, какой процент эманации радия выделяется из твердой соли и собирается в верхней части трубочки с радием. Можно ожидать, что значительное количество α-частиц от продуктов распада такой свободной эманации застрянет в стенках трубочки и даст в результате ошибку, которую трудно избежать.

Были проделаны измерения γ-излучения верхней части трубочки, при этом нижняя часть с радиевой солью была заэкранирована толстыми свинцовыми блоками. Эти измерения показали, что доля эманации в верхней части трубочки исключительно мала: от верхней части трубочки не было замечено никакого эффекта, хотя 1% от общего количества эманации еще достаточно легко измерить.

Таким образом, возник вопрос о полноте выделения эманации из твердой соли. После прокаливания твердой соли был проделан ряд измерений γ-излучения, которые показали, что при нагреве эманация выделяется полностью. Поэтому было предположено, что и гелий тоже будет полностью выделяться.

Определение количества гелия, выделяемого солью радия
(Второй способ)

Чтобы устранить всякие сомнения по поводу возможного влияния водорода в первом эксперименте и неполного выделения гелия из соли, проделали второй эксперимент при совсем других условиях. В прибор поместили трубку *T* с окисью меди. Экспериментально было установлено, что

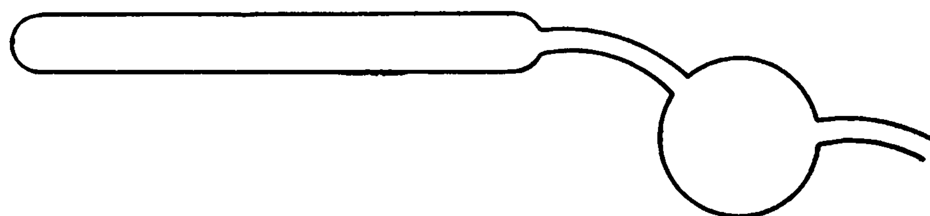


Рис. 3

последние следы водорода можно удалить, заставляя водород проходить вместе с избыточным количеством кислорода через слой раскаленной докрасна окиси меди. Соль радия запаяли на повторный срок 132 дня, по истечении которого газы (состоявшие главным образом из кислорода, введенного в трубку перед запайкой соли) откачали и собрали. Соль радия затем удалили из стеклянной трубки, в которой она была запаяна. Крышку с отверстиями сняли с платиновой капсулы и последнюю поместили в другой стеклянный сосуд (рис. 3).

Капсулу с радием расположили на дне цилиндрической трубки, нижнюю часть которой обернули влажной бумагой, чтобы предохранить радиевую соль от нагревания, а затем верхнюю часть трубки соединили со сферическим утолщением. Эта сфера была присоединена верхней частью,

чтобы воспрепятствовать разбрызгиванию раствора радия при последующем бурном его кипении, когда давление будет понижено.

На конце трубка была заглушена при помощи короткого куска резинового шланга и зажима. Из трубки полностью удалили воздух и через шланг добавили примерно 30 *см*³ разбавленной соляной кислоты так, чтобы при этом туда не попало никаких следов воздуха. Затем соль радия полностью растворили при слабом нагревании, а газы из трубки откачали через небольшие поглотители из KOH и P_2O_5 и через тонкостенную U-образную трубку в точке *O* (см. рис. 2), которая была охлаждена жидким воздухом для отделения эманации. Эти газы вместе с ранее откачанными ввели в газовую бюретку *B*. После пропускания искр между электродами в бюретке *B* газы проходили через раскаленную докрасна окись меди в трубке *T* и поступали в измерительную часть прибора, где измерялся объем гелия точно так же, как при первом способе измерения.

Цикл операций, проведенных во втором эксперименте, состоял из трехкратного охлаждения газов после измерения до температуры жидкого воздуха с последующим каждый раз удалением из угля всех сконденсировавшихся газов.

Полученные результаты замечательно совпадают между собой и не обнаруживают вначале никакого изменения объема, в отличие от первой серии экспериментов, где при первом введении газов в сосуд *A* водород не был полностью удален.

Результаты (в *мм*³), полученные обоими способами, приведены в таблице.

Измерение	Первое определение (длит. накопл. 83 дня)	Второе определение (длит. накопл. 132 дня)
1	8,08	10,32
2	6,79	10,37
3	6,59	10,45
4	6,54	
5	6,60	
Среднее между 3,4 и 5-м измерениями...	6,58	Среднее по трем измерениям ... 10,38

Расчет выделения гелия

Пусть x — объем гелия, который выделяется присутствующим в соли радием (элементом) за один день, а y — объем гелия, создаваемого за день эманацией и двумя α-активными продуктами распада — радием A и радием C, находящимися в равновесии с радием. Тогда, если все три продукта

находятся в равновесии,

$$y = 3x,$$

т. е. три α-активных продукта RaEm, RaA, RaC производят втрое больше гелия, чем один радий.

Однако в начале каждого срока накопления гелия вся эманация из радия удалялась. Поэтому количество гелия, образующегося за последующий промежуток времени τ дней, было равно

$$\tau x + y\int_0^\tau (1 - e^{-\lambda t})\,dt = \tau x + \left(\tau - \frac{e^{-\lambda\tau}}{\lambda}\right) y = \tau x + \left(\tau - \frac{1}{\lambda}\right) y,$$

где λ — постоянная распада эманации радия, а в качестве единицы времени выбран день. При значениях τ больше 40 дней величина $e^{-\lambda\tau}$ с большой точностью равна единице.

Если Q — полное количество гелия, образовавшегося за время τ, то, заменяя значение y на $3x$ в приведенном выше выражении, получим

$$Q = \left[\tau + 3\left(\tau - \frac{1}{\lambda}\right)\right] x.$$

Если в это уравнение подставить значения Q и τ, полученные двумя различными способами, то получим

1-й способ: $x = 0{,}0209$ *мм*^{3},
2-й способ: $x = 0{,}0203$ *мм*^{3},

т. е. среднее количество гелия, производимого присутствующим в соли радием, составляет 0,0206 *мм*^{3} в день.

Количество радия в соли равно 192 *мг* (среднее между 191 и 193 *мг*). Поэтому выделение гелия на 1 *г* радия составляет

$$\frac{0{,}0206}{0{,}192} = 0{,}107\ \textit{мм}^3 \text{ в день},$$

а на 1 *г* радия, находящегося в равновесии со своими первыми продуктами распада (эманацией, радием А и радием С), приходится

$$0{,}107 \cdot 365{,}4 = 156\ \textit{мм}^3 \text{ гелия в год}.$$

Это измеренное значение очень близко к расчетному (158 *мм*^{3} в год), о котором говорилось ранее (стр. 193), и полностью подтверждает заключения, на которых базировался расчет.

Таким образом, больше нет никаких сомнений в том, что α-частица представляет собой атом гелия с двойным элементарным зарядом и что сам гелий — одноатомный газ. Совпадение расчета с теорией замечательным образом подтверждает справедливость атомистического понимания вещества. Количество α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек*, подсчитывалось непосредственно, а соответствующий объем гелия определялся экспери-

ментально. Из этих двух экспериментов, вводя минимум предположений, можно вычислить количество атомов гелия в 1 *см*^{3} при 0° С и нормальном давлении. Это число (число Лошмидта) оказывается равным $2{,}69 \cdot 10^{19}$. По гипотезе Авогадро оно равно числу атомов в 1 *см*^{3} любого другого газа при нормальных условиях. Видно, что в этом методе не используется значение фундаментального единичного заряда e; напротив, из него можно непосредственно получить величину e.

Важно отметить, что совпадение между наблюдающимся и расчетным количеством гелия не зависит от того, насколько точно известно содержание радия в применявшемся стандартном препарате, так как он использовался в обоих случаях как для определения количества испускаемых α-частиц, так и при измерениях объема выделяющегося гелия. Как только будет создан международный радиевый эталон, не представит труда пересчитать количество гелия на основе нового стандарта.

Благодаря любезности Дж. Дьюара мы смогли сравнить применявшийся в его экспериментах радий с нашим рабочим стандартным препаратом. Оказалось, что радий, применявшийся Дьюаром и оценивавшийся им в 70 *мг* чистого хлорида радия, по нашему эталону эквивалентен 72 *мг* хлорида радия. В соответствии с нашим стандартом полученное Дьюаром количество гелия уменьшается со 169 до 164 *мм*^{3} в год. Это значение, хотя оно несколько выше, также хорошо согласуется с расчетным.

Образование гелия из эманации радия

Проделано также определение количества гелия, возникающего при распаде известного количества эманации радия. Эманация извлекалась из радиевого раствора, отделялась конденсацией при температуре жидкого воздуха и очищалась. Была изготовлена трубка из незакаленного стекла с внутренним диаметром около 10 *мм* и длиной 8 *см*. Эта трубка оканчивалась капилляром, таким же, как и трубка на рис. 1. При помощи шлифа она соединялась с другой трубкой, подобной трубке b на рис. 1. Приготовленная трубка была примерно наполовину наполнена расплавленной серой и полностью откачана во время остывания серы. Очищенную эманацию радия ввели в эту трубку и запаяли. Затем трубку нагрели до расплавления серы. При остывании трубку вращали таким образом, что внутренняя поверхность стекла покрылась равномерным слоем толщиной около 3 *мм*. Это покрытие из серы образовывало как бы внутреннюю стенку, в которой должны были застревать α-частицы, испускаемые эманацией и активным осадком (RaA—RaC), и из которой можно было бы легко снова выделить гелий при расплавлении серы.

Примерно через 19,5 *час* после введения эманации в трубку было измерено ее γ-излучение, которое сравнивалось с γ-излучением стандартного радиевого препарата. Результаты показали, что находившееся первоначально в трубке количество эманации было эквивалентно 126 *мг* радия, находящегося в равновесии.

Через 21 день после введения эманации трубку стали нагревать, чтобы расплавить серу, и нагревали до тех пор, пока капиллярный конец трубки не стал полностью прозрачным. Тогда посредством шлифа трубку подсоединили к измерительному прибору, аппарат полностью откачали до места соединения, сломали кончик капилляра, газ откачали и собрали. Во время откачки трубку нагревали, чтобы поддерживать серу в расплавленном состоянии. Потом трубке дали остыть, впустили в нее немного кислорода, который затем откачали и объединили с другими газами. Газы ввели в бюретку B (см. рис. 2) и пропустили через раскаленную окись меди в измерительный аппарат, где обычным способом измерили объем гелия. Затем газ перевели в спектральную трубку S, где исследовался спектр, который оказался чистым гелиевым спектром. Измеренный объем гелия составил 0,202 *мм*^{3}.

Первоначальное количество эманации в трубке было эквивалентно 0,126 *г* равновесного радия. Поэтому начальную скорость образования гелия можно считать равной

$$0{,}126 \cdot 3 \cdot 0{,}107 \text{ мм}^3/\text{день}$$

(коэффициент 3 принят вследствие наличия трех α-активных продуктов превращения: эманации, радия А и радия С). Однако за счет распада эманации скорость образования гелия и общее количество образовавшегося гелия уменьшаются, а общее количество собранного гелия пропорционально выражению

$$\frac{1}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}),$$

где λ — постоянная распада; t — время. Если принять значение λ, соответствующее периоду полураспада 3,85 дня, и день за единицу времени, то это выражение будет равно 5,42, т. е. количество гелия, образующееся за 21 день, будет равно

$$0{,}126 \cdot 3 \cdot 0{,}107 \cdot 5{,}42 = 0{,}220 \text{ мм}^3.$$

Если принять во внимание экспериментальные трудности, то найденное из опыта число хорошо согласуется с ожидаемым значением.

Образование гелия из полония

Определено также количество гелия, выделяющегося из полония. Сульфиды свинца, висмута и сурьмы, полученные при очистке соли радия (см. стр. 194), были растворены при нагревании в концентрированной соляной кислоте с небольшой добавкой хлората калия. Раствор нагрели до испарения большей части избыточной соляной кислоты, а затем разбавили слабой соляной кислотой. Затем раствор был прилит к концентрированному раствору сернистого аммония, а выпавшие в осадок сульфиды свинца и

висмута отделены, после чего снова проделали операцию с соляной кислотой и хлоратом калия. Затем к раствору с избытком прибавили серную кислоту; концентрацию смеси увеличили путем испарения; нагрев продолжали до тех пор, пока не появились пары серной кислоты. После остывания к остатку добавили немного слабой серной кислоты и нерастворимый осадок сульфата свинца высадили на асбестовый фильтр. Затем сульфат свинца растворили при нагревании с сильной соляной кислотой и хлоратом калия, к этому раствору добавили слабой серной кислоты и повторили только что описанные операции. Два фильтрата сульфата свинца были объединены в один раствор, который нагрели до кипения, после чего к нему добавили с небольшим избытком аммиак. Небольшой осадок висмута отфильтровали и растворили в разбавленной соляной кислоте. Объем этого раствора был точно измерен, после чего из него взяли небольшую определенную часть. К основному раствору добавили 5 *г* металлической меди в виде маленьких кусочков, смесь немного нагрели и оставили на несколько часов при частом помешивании. При этих условиях присутствующий в растворе соляной кислоты полоний полностью осаждался прочным слоем на медь. После этого медь промыли и высушили.

Медь, покрытую слоем полония, поместили в маленькую стеклянную трубочку (подобную той, которая использовалась для радиевой соли, но меньшую по размерам, *a* на рис. 1). После этого трубочку запаяли. Через 128 дней трубочка с полонием была присоединена к измерительному прибору и находящиеся в ней газы откачаны. Во время откачки нижний конец трубочки вместе с медью нагревали до яркого красного каления, чтобы выделить окклюдированный металлом гелий. Объем содержащегося в газовой смеси гелия определялся обычным способом. Он оказался равным 0,009 *мм*^{3}. Гелий был легко идентифицирован по своему спектру.

Меньшую часть полониевого раствора, отделенную до обработки основного раствора медью (см. выше), разбавили водой с небольшой добавкой соляной кислоты до объема 10 *см*^{3}. Этот раствор поместили в стеклянный сосуд, дно которого представляло собой металлическую медную пластинку. Полоний осаждался на этой пластинке. Количество α-частиц, испускаемых им в 1 *сек*, любезно определил для нас Гейгер. Оно оказалось равным $10{,}7 \cdot 10^5$. Раствор составлял $^1/_{131}$ от основного раствора. Таким образом, общее число α-частиц, испускаемых полонием во всем растворе в 1 *сек*, должно было быть $14{,}0 \cdot 10^7$.

Согласно Резерфорду и Гейгеру, число α-частиц, испускаемых 1 *г* радия в 1 *сек*, равно $3{,}4 \cdot 10^{10}$. Следовательно, количество присутствовавшего полония эквивалентно 4,1 *мг* равновесного радия.

Количество гелия, образовавшегося из полония, должно быть пропорционально выражению

$$\frac{1}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}),$$

где λ — постоянная распада полония; t — время в днях. Численное значение этого выражения равно 96, т. е. количество гелия, выделившегося за

128 дней, в 96 раз больше количества гелия, образовавшегося за первый день. Поэтому полное количество гелия должно было составлять

$$0{,}0041 \cdot 0{,}107 \cdot 96 = 0{,}042\ \text{мм}^3.$$

Найденное в действительности количество гелия составляет только около $^1/_4$ этого теоретически ожидаемого значения. Это несоответствие следует, без сомнения, приписать тому, что очень большая доля α-частиц, испущенных полонием, окклюдируется металлической медью. Таким образом, эксперимент лишь качественно демонстрирует образование гелия из полония.

Образование гелия из радия D

Сам радий D не испускает α-частиц, однако если препарат радия D оставить на длительное время, то в нем образуются радий E и радий F (полоний), а от последнего можно ожидать, что он образует гелий. Сульфат свинца, выделенный из полония (см. стр. 204) и содержащий радиосвинец (RaD), был помещен на 110 дней в откачанный сосуд из тугоплавкого стекла. Затем сульфат свинца прокалили, а газы из трубки откачали. Остаточный газ, не абсорбированный углем, дал хороший спектр гелия, однако его объем не был определен.

Основные результаты

Точно измерено количество гелия, образуемого солью радия; оно оказалось равным 0,107 *мм*³ в день в пересчете на 1 *г* радия (элемента). Эта цифра для 1 *г* радия, находящегося в равновесии со своими первыми продуктами распада (эманацией, радием A и радием C), соответствует выделению 156 *мм*³ гелия в год. Количество гелия (158 *мм*³), рассчитанное Резерфордом и Гейгером на основе их экспериментов по подсчету α-частиц, испускаемых радием, находится в превосходном согласии с экспериментально найденным значением.

Было также измерено выделение гелия при распаде определенного количества эманации радия. Оно полностью соответствует теоретически ожидаемому значению. Наблюдалось также образование гелия из полония и препарата радиосвинца.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.*, *Soddy F.* Philos. Mag., 1902, ser. 6, 4, 582.
2. *Ramsay W.*, *Soddy F.* Proc. Roy. Soc. A, 1903, **72**, 204.
3. *Rutherford E.* Philos. Mag., ser. 6, 1903, 5, 177.
4. *Rutherford E.* Nature, 1903, **68**, 366.
5. *Rutherford E.* Philos. Mag., ser. 6, 1906, **12**, 358.
6. *Rutherford E.*, *Geiger H.* Proc. Roy. Soc. A, 1908, **81**, 141.
7. *Rutherford E.* Proc. Roy. Soc. A, 1908, **81**, 161.
8. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1909, ser. 6, **17**, 281.
9. *Rutherford E.*, *Geiger H.* Proc. Roy. Soc. A, 1908, **81**, 162.
10. *Dewar J.* Proc. Roy. Soc. A, 1908, **81**, 280.
11. *Dewar J.* Proc. Roy. Soc. A, 1910, **83**, 404.
12. *Boltwood B.* Amer. J. Sci., 1908, **25**, 228.

РАССЕЯНИЕ α- И β-ЧАСТИЦ ВЕЩЕСТВОМ И СТРОЕНИЕ АТОМА *

§ 1

Хорошо известно, что α- и β-частицы при столкновениях с атомами вещества испытывают отклонения от прямолинейного пути. Это рассеяние гораздо более заметно у β-частиц, нежели у α-частиц, так как они обладают значительно меньшими импульсом и энергией. Поэтому нет сомнения в том, что столь быстро движущиеся частицы проникают сквозь атомы, встречающиеся на их пути, и что наблюдаемые отклонения обусловлены сильным электрическим полем, действующим внутри атомной системы. Обычно предполагалось, что рассеяние пучка α- или β-лучей при прохождении через тонкую пластинку вещества есть результат наложения многочисленных малых рассеяний при прохождении атомов вещества. Однако наблюдения, проведенные Гейгером и Марсденом [1] по рассеянию α-лучей, показали, что некоторое количество α-частиц при однократном столкновении испытывает отклонение на угол, больший 90°. Они обнаружили, например, что небольшая часть падающих α-частиц, примерно 1 из 20 000, поворачивается в среднем на 90° при прохождении сквозь слой золотой фольги толщиной 0,00004 *см*, что эквивалентно тормозной способности α-частицы в 1,6 *мм* воздуха. Гейгер [2] позднее показал, что наиболее вероятный угол отклонения пучка α-частиц, проходящих сквозь золотую фольгу указанной толщины, составляет около 0,87°. Простой расчет, основанный на теории вероятности, показывает, что вероятность отклонения α-частицы на 90° исчезающе мала. К тому же, как будет видно из дальнейшего, угловое распределение α-частиц при больших отклонениях не подчиняется вероятностному закону, если считать, что такие большие отклонения есть результат большого числа малых отклонений. По-видимому, разумнее предположить, что отклонения на большой угол обусловлены однократным атомным столкновением, так как вероятность такого же повторного столкновения в большинстве случаев чрезвычайно мала. Простой расчет показывает, что в атоме должно существовать сильное электрическое поле, чтобы при однократном столкновении создавалось столь большое отклонение.

Недавно Дж. Дж. Томсон [3] предложил теорию, объясняющую рассеяние заряженных частиц при прохождении сквозь тонкие слои вещества.

* Philos. Mag., 1911, May, ser. 6, 21, 669—698. Краткое содержание этой статьи опубликовано в «Manchester Literary and Philosophical Society» в феврале 1911 г.

В ней предполагается, что атом состоит из N отрицательно заряженных электронов и равного количества положительного электричества, равномерно распределенного внутри сферы. Отклонение отрицательно заряженных частиц при прохождении через атом обусловлено двумя причинами: 1) отталкиванием от электронов, расположенных внутри атома; 2) притяжением положительного электричества атома.

По предположению, отклонение частиц при прохождении через атом должно быть мало, тогда как среднее отклонение после большого числа столкновений m равно $\sqrt{m}\cdot\theta$, где θ — среднее отклонение, обусловленное одним атомом. Было показано, что количество N электронов в атоме может быть определено из измерения рассеяния заряженных частиц. Точность этой теории сложного рассеяния проверялась недавно экспериментально Кроусером [4]. Его результаты согласуются с основными положениями теории. Предполагая непрерывность положительного электричества, он сделал вывод, что количество электронов в атоме примерно втрое больше его атомного веса.

Теория Дж. Дж. Томсона основана на допущении, что рассеяние, обусловленное единичным атомным столкновением, мало и что предполагаемая структура атома не создает очень больших отклонений α-частиц при прохождении ими атома, если не предполагается, что диаметр сферы положительного электричества мал по сравнению с диаметром сферы влияния атома.

Поскольку α- и β-частицы пересекают атом, то из подробного изучения характера отклонений можно извлечь некоторые представления о структуре атома, создающего наблюдаемые эффекты. Действительно, рассеяние быстро движущихся заряженных частиц представляет собой один из наиболее перспективных методов решения этой проблемы. Появление сцинтилляционного метода счета отдельных α-частиц создает необычайные возможности для исследования, и опыты Гейгера с помощью этого метода уже многое внесли в наши знания о рассеянии α-частиц веществом.

§ 2

Прежде всего рассмотрим теоретически однократные столкновения[1] с атомом простой структуры, способной обеспечить большие отклонения α-частицы, а затем сравним выводы из теории с имеющимися экспериментальными данными.

Рассмотрим атом, в центре которого имеется заряд $\pm Ne$, окруженный сферой электричества e зарядом $\mp Ne$, который, по предположению, равномерно распределен внутри сферы радиуса R (e — фундаментальная единица заряда, равная $4{,}65\cdot 10^{-10}$ *эл.-стат.ед.*). Предположим, что на расстояниях, меньших 10^{-12} *см*, как центральный заряд, так и заряд α-ча-

[1] Отклонение частицы на значительный угол при столкновении с одним атомом в этой статье будет называться «однократным» рассеянием, а отклонение частицы вследствие множества малых отклонений — «сложным» рассеянием.

стицы можно считать сосредоточенными в точке. Будет показано, что основные выводы теории не зависят от того, каков центральный заряд — положительный или отрицательный. Для удобства примем положительный знак. На данной стадии нет надобности рассматривать вопрос об устойчивости предполагаемого атома, так как это, по всей видимости, будет зависеть от деталей строения атома и движения входящих в его состав заряженных частей.

Чтобы составить некоторое представление о силах, требующихся для отклонения α-частицы на большой угол, рассмотрим атом, содержащий в центре положительный заряд Ne и окруженный отрицательным электричеством Ne, равномерно распределенным внутри сферы радиуса R. Электрическая сила X и потенциал V на расстоянии r от центра для точки внутри атома равны

$$X = Ne\left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3}\right),$$

$$V = Ne\left(\frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{r^2}{2R^3}\right).$$

Предположим, что α-частица, имеющая массу m, скорость u и заряд E, летит прямо к центру атома. Она остановится на расстоянии b от центра, которое определяется из выражения

$$\frac{1}{2} mu^2 = NeE\left(\frac{1}{b} - \frac{3}{2R} + \frac{b^2}{2R^3}\right).$$

Из дальнейшего будет видно, что параметр b играет существенную роль в последующих вычислениях.

Если предположить, что центральный заряд равен $100\,e$, то можно подсчитать, что значение b для α-частицы, имеющей скорость $2{,}09 \cdot 10^9$ *см/сек*, составляет $3{,}4 \cdot 10^{-12}$ *см*. В этом расчете предполагается, что b — очень малая величина по сравнению с R. Так как, по предположению, величина R порядка радиуса атома, т. е. 10^{-8} *см*, то очевидно, что α-частица, прежде чем повернуть обратно, проникнет так близко к центральному заряду, что влиянием равномерно распределенного электричества можно пренебречь. Как показывает простой расчет, при всех отклонениях, бóльших 1°, без заметной ошибки можно считать, что отклонение обусловлено только полем центрального заряда. Возможные однократные отклонения, обусловленные отрицательным электричеством, если оно распределено в виде частиц, на данной стадии теории не принимаются во внимание. Дальше будет показано, что обычно его влияние мало по сравнению с действием центрального поля.

Рассмотрим прохождение положительно заряженной частицы вблизи центра атома. Если предположить, что скорость частицы при прохождении через атом изменяется незначительно, то путь частицы под действием силы отталкивания, убывающей как квадрат расстояния, будет

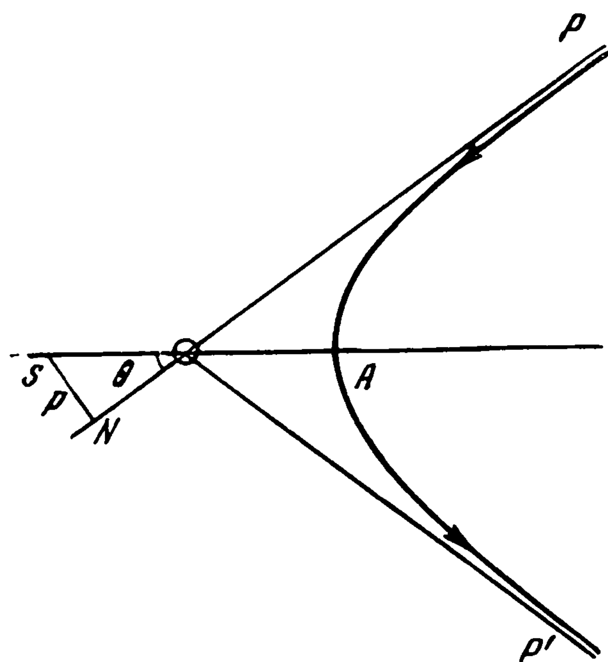


Рис. 1

представлять собой гиперболу, внешним фокусом которой является центр атома S. Предположим, что частица движется по направлению PO (рис. 1), а от атома — по направлению OP'. Направления OP и OP' образуют одинаковые углы с прямой SA, где A — вершина гиперболы; $p = SN$ — расстояние по перпендикуляру от центра до направления начального движения частицы.

Пусть угол $POA = \theta$; V — скорость налетающей частицы, а v — скорость в точке A. Тогда из рассмотрения момента импульса следует

$$pV = SA \cdot v.$$

По закону сохранения энергии

$$\frac{1}{2} mV^2 = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{NeE}{SA},$$

$$v^2 = V^2 \left(1 - \frac{b}{SA}\right)$$

Поскольку эксцентриситет равен $\sec\theta$, то

$$SA = SO + OA = p \operatorname{cosec} \theta \, (1 + \cos\theta) = p \operatorname{ctg} \frac{0}{2},$$

$$p^2 = SA\,(SA - b) = p \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \left(p \cos \frac{\theta}{2} - b\right),$$

$$b = 2p \operatorname{ctg} \theta.$$

Угол отклонения частицы φ равен $\pi - 2\theta$ и

$$\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = \frac{2p}{b} \qquad (1)^1$$

Это выражение определяет угол отклонения через параметр b и расстояние по перпендикуляру от центра атома до направления влета частицы.

Для иллюстрации ниже приведены углы отклонения при разных значениях p/b:

p/b	10	5	2	1	0,5	0,25	0,125
$\varphi°$	5,7	11,4	28	53	90	127	152

[1] Простое рассмотрение показывает, что отклонение не изменится, если вместо сил отталкивания ввести силы притяжения.

§ 3. Вероятность однократного отклонения на любой угол

Предположим, что пучок заряженных частиц падает перпендикулярно на тонкий слой вещества толщиной t. Предположим также, что частицы, за исключением нескольких частиц, рассеянных на большой угол, проходят сквозь пластинку почти нормально и лишь немного изменяют скорость. Пусть n — число атомов в единице объема вещества. Тогда число столкновений частицы с атомом радиуса R на толщине t будет равно $\pi R^2 nt$.

Вероятность m прохождения частицы на расстоянии p от центра атома равна

$$m = \pi p^2 nt.$$

Вероятность dm прохождения в пределах радиусов p и $p + dp$ составит

$$dm = 2\pi pnt\,dp = \frac{\pi}{4} ntb^2 \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \operatorname{cosec}^2 \frac{\varphi}{2}\, d\varphi, \tag{2}$$

так как

$$\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = \frac{2p}{b}.$$

Величина dm определяет ту *часть* от полного числа частиц, которые отклоняются в пределах углов φ и $\varphi + d\varphi$.

Часть ρ из общего количества частиц, которые отклоняются на угол, больший φ, составит

$$\rho = \frac{\pi}{4} ntb^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2}. \tag{3}$$

Часть ρ частиц, отклоняющихся в интервале углов φ_1 и φ_2, составит

$$\rho = \frac{\pi}{4} ntb^2 \left(\operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi_1}{2} - \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi_2}{2}\right). \tag{4}$$

Для сравнения с экспериментом удобно выражение (2) написать в другой форме. Подсчитаем в случае α-частиц число сцинтилляций, образующихся на экране из сернистого цинка *постоянной* площади, устанавливаемого под различными углами по отношению к направлению падающих лучей. Если r — расстояние от точки падения α-лучей на рассеивающее вещество, а Q — суммарное число частиц, падающих на рассеивающее вещество, то число y α-частиц, падающих на единицу площади и отклоняющихся на угол φ, составит

$$y = \frac{Q\,dm}{2\pi r^2 \sin\varphi\, d\varphi} = \frac{ntb^2 Q \operatorname{cosec}^4 \varphi/2}{16 r^2}. \tag{5}$$

Поскольку $b = 2\,NeE/mu^2$, то из (5) видно, что число α-частиц (сцинтилляций) на единице площади экрана из сернистого цинка на данном расстоянии r от точки падения лучей пропорционально:

1) $\operatorname{cosec}^4 \varphi/2$ или $1/\varphi^4$, если φ мало;
2) толщине рассеивающего вещества t, если мала только она;
3) величине центрального заряда Ne;
4) обратно пропорционально $(mu^2)^2$, или четвертой степени скорости, если m — постоянная величина.

В этих расчетах предполагается, что рассеяние α-частиц на большой угол происходит только за счет одного большого отклонения. Это предположение справедливо лишь в том случае, если толщина рассеивающего вещества так мала, что повторное столкновение, влекущее за собой другое большое отклонение, весьма маловероятно. Например, если вероятность единичного отклонения φ при прохождении через толщину t составляет $^1/_{1000}$, то вероятность двух последовательных отклонений на угол φ составит 10^{-6}, т. е. ничтожно мала.

Угловое распределение α-частиц, рассеянных тонким металлическим листком,— простейший способ проверки справедливости этой теории однократного рассеяния. Такие измерения недавно выполнил для α-лучей Гейгер [5], который обнаружил, что распределение частиц, отклоненных тонким листком золотой фольги в пределах от 30 до 150°, находится в соответствии с теорией. Более подробное описание этих и других экспериментов по проверке справедливости этой теории будет опубликовано позже.

§ 4. Изменения скорости при атомном столкновении

До сих пор предполагалось, что α-или β-частицы не испытывают заметного изменения скорости в результате однократного столкновения с атомом, приводящего к большому отклонению частицы. Влияние такого столкновения на изменение скорости частицы может быть подсчитано при некоторых определенных предположениях. Предположим, что в рассеянии участвуют только две системы: быстродвижущаяся частица и покоящийся вначале атом. Предположим далее, что можно применить закон сохранения импульса и энергии и что заметной потери энергии или импульса за счет излучения не происходит.

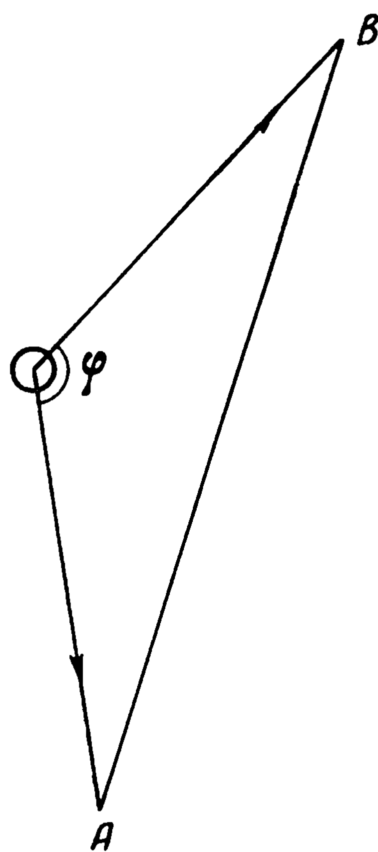


Рис. 2

Пусть m — масса частицы; v_1 — ее скорость до столкновения; v_2 — скорость частицы после столкновения; M — масса атома; V — скорость, приобретенная атомом в результате столкновения.

Пусть OA (рис. 2) по величине и направлению соответствует импульсу mv_1 налетающей частицы, а OB — импульсу частицы, рассеянной на угол $AOB = \varphi$. Тогда BA соответствует по величине и направлению импульсу отдачи MV атома:

$$(MV)^2 = (mv_1)^2 + (mv_2)^2 - 2m^2v_1v_2 \cos \varphi \quad (6$$

По закону сохранения энергии

$$MV^2 = mv_1^2 - mv_2^2. \tag{7}$$

Допустим, что $M/m = K$ и $v_2 = \rho v_1$, где $\rho < 1$. Тогда из (6) и (7) получаем

$$(K + 1)\,\rho^2 - 2\rho\cos\varphi = K - 1,$$

или

$$\rho = \frac{\cos\varphi}{K+1} + \frac{1}{K+1}\sqrt{K^2 - \sin^2\varphi}.$$

Рассмотрим случай рассеяния α-частицы с атомным весом 4 на угол 90° при столкновении с атомом золота с атомным весом 197.

Так как $K \approx 49$, то

$$\rho = \sqrt{\frac{K-1}{K+1}} = 0{,}979,$$

т. е. скорость частицы при столкновении уменьшилась примерно лишь на 2%. В случае алюминия $K = {}^{27}/_4$ и для угла 90° $\rho = 0{,}86$.

Видно, что уменьшение скорости α-частицы по этой теории становится заметным при столкновениях с более легкими атомами. Так как пробег α-частицы в воздухе или в другом веществе приблизительно пропорционален кубу скорости, то пробег α-частицы вследствие однократного рассеяния на атоме алюминия на 90° снизится с 7 до 4,5 *см*. Эту величину легко обнаружить экспериментально. При столкновении β-частиц с атомом значение K очень велико, и потому уменьшение ее скорости согласно приведенной формуле оказывается очень малым.

Несколько очень интересных для теории случаев возникает при рассмотрении изменения скорости и распределения рассеянных частиц, когда α-частица сталкивается с легким атомом, например с атомом водорода или гелия. Обсуждение этих и подобных случаев оставим до тех пор, пока этот вопрос не будет изучен экспериментально.

§ 5. Сравнение однократного и сложного рассеяний

Прежде чем сравнивать теоретические расчеты с экспериментальными данными, желательно рассмотреть сравнительную роль однократного и сложного рассеяния и формирование распределения рассеянных частиц. Так как атом, по предположению, состоит из центрального ядра, окруженного зарядом противоположного знака, равномерно распределенным внутри сферы радиуса R, то вероятность столкновений с атомом, приводящих к малым отклонениям, намного больше, чем вероятность одного большого отклонения.

Сложное рассеяние рассмотрел Дж. Дж. Томсон в § 1 упомянутой выше статьи [3]. В обозначениях этой статьи среднее отклонение φ_1, обу-

словленное полем положительно заряженного шара радиуса R и величиной заряда Ne, равно

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{4} \frac{NeE}{mu^2} \frac{1}{R}.$$

Среднее отклонение φ_2, обусловленное отрицательными электронами, по предположению равномерно распределенными внутри сферы, равно

$$\varphi_2 = \frac{16eE}{5mu^2} \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3N}{2}}.$$

Среднее отклонение, обусловленное одновременным действием положительного и отрицательного электричества, определялось как

$$(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^{1/2}.$$

Таким же способом нетрудно рассчитать среднее отклонение, обусловленное атомом с центральным зарядом,— предмет обсуждения в данной статье.

Так как радиальное электрическое поле X на любом расстоянии r от центра составляет

$$X = Ne\left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3}\right),$$

нетрудно показать, что отклонение (по предположению малое) заряженной частицы под действием этого поля определяется выражением

$$\theta = \frac{b}{p}\left(1 - \frac{p^2}{R^2}\right)^{3/2},$$

где p — перпендикуляр из центра на траекторию частицы, а b имеет то же значение, что и раньше. Видно, что величина θ возрастает при уменьшении p и при малых значениях φ становится большой.

Так как мы уже убедились, что частица, проходящая вблизи центра атома, испытывает большое отклонение, очевидно, неправильно было бы определять среднее отклонение, предполагая θ малой величиной.

Если принять величину R равной примерно 10^{-8} *см*, то значение p при большом отклонении для α- и β-частиц будет примерно равно 10^{-11} *см*. Так как вероятность большого отклонения мала по сравнению с вероятностью малых отклонений, то простое рассуждение показывает, что среднее малое отклонение практически не изменится, если пренебречь большими отклонениями. Это равносильно интегрированию по той части эффективного сечения атома, где отклонения малы; при этом не учитывается небольшая центральная зона. Таким образом, можно просто показать, что среднее малое отклонение составляет

$$\varphi_1 = \frac{3\pi}{8} \frac{b}{R}.$$

Это значение φ_1 для атома, имеющего сосредоточенный центральный заряд, втрое больше величины среднего отклонения для атома, рассмотренного Дж. Дж. Томсоном, с тем же значением Ne.

Суммируя отклонения, обусловленные электрическим полем и электронами, получим, что среднее отклонение равно

$$(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^{1/2} \text{ или } \frac{b}{2R}\left(5{,}54 + \frac{15{,}4}{N}\right)^{1/2}.$$

Далее будет видно, что величина N приблизительно пропорциональна атомному весу и для золота она примерно равна 100. Второй член в этом выражении обусловлен рассеянием на отдельных электронах, и в случае тяжелых атомов он мал по сравнению с влиянием распределенного электрического поля.

Пренебрегая вторым членом, получим, что среднее отклонение на одном атоме составляет $3\pi b/8R$. Теперь можно рассмотреть относительную роль однократного и сложного рассеяний в распределении частиц. Согласно выводам Дж. Дж. Томсона, среднее отклонение θ_t после прохождения через толщину вещества t пропорционально квадратному корню из числа столкновений и составляет

$$\theta_t = \frac{3\pi b}{8R}\sqrt{\pi R^2 nt} = \frac{3\pi b}{8}\sqrt{\pi nt},$$

где n, как и раньше,— число атомов в единице объема.

Вероятность p_1 того, что отклонение частицы превышает φ, в случае сложного рассеяния равна $e^{-\varphi^2/\theta_t^2}$. Следовательно,

$$\varphi^2 = -\frac{9\pi^3}{64} b^2 nt \ln p_1$$

Предположим далее, что имеется только однократное рассеяние. В § 3 мы видели, что вероятность p_2 отклонения на угол, больший φ, составляет

$$p_2 = \frac{\pi}{4} b^2 nt \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2}$$

Сравнивая эти два выражения, получим

$$p_2 \ln p_1 = -0{,}181\, \varphi^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2},$$

и если φ достаточно мало, то

$$\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = \frac{\varphi}{2},$$

$$p_2 \ln p_1 = -0{,}72.$$

Приняв $p_2 = 0{,}5$, получим $p_1 = 24$. Если же $p_2 = 0{,}1$, то $p_1 = 0{,}0004$.

Из этого сравнения видно, что вероятность любого данного отклонения всегда больше для однократного, чем для сложного рассеяния. Это различие особенно заметно, когда лишь небольшая часть частиц рассеяна под данным углом. Из этого следует, что распределение частиц, обусловленное столкновениями с атомами, в случае малых толщин определяется главным образом однократным рассеянием. Сложное рассеяние несомненно оказывает какое-то влияние на выравнивание распределения рассеянных частиц, но его влияние становится тем меньше, чем меньшая доля частиц рассеяна под данным углом.

§ 6. Сопоставление теории с экспериментом

Важной константой для рассматриваемой теории служит величина центрального заряда Ne. Желательно определить ее значения для различных атомов. Это можно просто сделать, определив малую часть α- и β-частиц, падающих с известной скоростью на тонкий металлический экран и рассеянных в интервале углов φ и $\varphi + d\varphi$, где φ — угол отклонения. Если эта часть мала, влияние сложного рассеяния должно быть незначительным. Эксперименты в этом направлении только проводятся, но уже на данной стадии желательно обсудить в свете рассматриваемой теории опубликованные данные по рассеянию α- и β-частиц.

Мы обсудим следующие вопросы.

1) «Диффузное отклонение» α-частиц, т. е. рассеяние α-частиц на большие углы [1].

2) Зависимость диффузного отклонения от атомного веса радиатора [1].

3) Среднее рассеяние пучка α-лучей, проходящих сквозь тонкую металлическую пластинку [2].

4) Опыты Кроусера по рассеянию разными металлами β-лучей различных скоростей [4].

1) В статье Гейгера и Марсдена [1] о диффузном отклонении α-частиц в различных веществах показано, что примерно $^1/_{8000}$ часть α-частиц, испущенных радием C, падающих на толстую платиновую пластинку, рассеивается обратно в направлении падения. Эта величина получена в предположении, что α-частицы равномерно рассеиваются по всем направлениям; наблюдения проводились для отклонений, близких к 90°. Форма проведения этого эксперимента не вполне пригодна для точного расчета, однако по полученным данным можно показать, что наблюдавшееся рассеяние соответствует теоретическому, если атом платины обладает центральным зарядом около 100 e.

2) В своих экспериментах по данному вопросу Гейгер и Марсден привели относительное число α-частиц, отклоненных диффузно в одних и тех же условиях толстыми пластинками различных металлов. Полученные ими величины приводятся в табл. 1; величина Z характеризует отно-

Таблица 1

Металл	Атомный вес	Z	$Z/A^{3/2}$
Свинец	207	62	208
Золото	197	67	242
Платина	195	63	232
Олово	119	34	226
Серебро	108	27	241
Медь	64	14,5	225
Железо	56	10,2	250
Алюминий	27	3,4	243
			Среднее 233

сительное число рассеянных частиц, измеренное по количеству сцинтилляций в минуту на экране из сернистого цинка.

Согласно теории однократного рассеяния, часть полного количества α-частиц, рассеянных под некоторым данным углом при прохождении через толщину t, пропорциональна величине nA^2t, если предположить, что центральный заряд пропорционален атомному весу A. В данном случае толщина вещества, из которого могут вылетать рассеянные α-частицы и воздействовать на экран из сернистого цинка, зависит от рода металла. Так как Брэгг показал, что тормозная способность атома для α-частицы пропорциональна квадратному корню из атомного веса, величина nt для различных элементов пропорциональна $1/\sqrt{A}$. В этом случае t соответствует наибольшей глубине, из которой могут вылетать рассеянные α-частицы. Следовательно, величина Z рассеянных обратно от толстой пластинки α-частиц пропорциональна $A^{3/2}$, т. е. $Z/A^{3/2}$ должно быть постоянной величиной. Для сравнения этого вывода с экспериментом в последнем столбце табл. 1 приведены эти отношения. Учитывая трудности экспериментов, согласие между теорией и экспериментом вполне хорошее [1].

Однократное большое рассеяние α-частиц в некоторой степени несомненно влияет на форму ионизационной кривой Брэгга для пучка α-лучей. Это явление большого рассеяния должно быть заметно в том случае, когда α-лучи пересекают экран из металла с большим атомным весом, но незначительно для металлов с малым атомным весом.

3) С помощью метода сцинтилляций Гейгер провел тщательное измерение рассеяния α-частиц при прохождении через тонкие слои металлической фольги и определил наиболее вероятный угол, под которым отклоня-

---

[1] В этом расчете не учитывалось изменение скорости при столкновении с атомом.

ются α-частицы, проходя через различного рода вещества известной толщины.

В качестве источника использовался пучок однородных α-лучей. Непосредственно определялось общее количество α-частиц, рассеянных на различные углы после прохождения через фольгу. Наиболее вероятным считался угол, под которым рассеивается максимальное число частиц. Была определена зависимость наиболее вероятного угла рассеяния от толщины вещества, однако расчет по этим данным до некоторой степени усложняется за счет изменения скорости α-частиц при прохождении через рассеивающее вещество. Рассмотрение кривой распределения α-частиц, приведенное в статье [2], показывает, что угол, под которым рассеивается половина всех частиц, примерно на 20% больше наиболее вероятного угла.

Мы уже видели, что сложное рассеяние может играть существенную роль в том случае, когда около половины всех частиц рассеивается под данным углом, и в таких случаях трудно различить относительный вклад каждого вида рассеяния. Приблизительная оценка может быть дана следующим образом: соотношение между вероятностями p_1 и p_2 для сложного и однократного рассеяний (см. § 5) определяется выражением

$$p_2 \ln p_1 = -0{,}721.$$

Вероятность q совместного действия этих эффектов в первом приближении может быть вычислена следующим образом:

$$q = (p_1^2 + p_2^2)^{1/2}.$$

Если $q = 0{,}5$, то из этого следует

$$p_1 = 0{,}2 \text{ и } p_2 = 0{,}46.$$

Мы видели, что вероятность однократного отклонения на угол, больший φ, составляет

$$p_2 = \frac{\pi}{4} ntb^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2}.$$

Так как в рассматриваемых экспериментах φ сравнительно мало, то

$$\frac{\varphi \sqrt{p_2}}{\sqrt{\pi nt}} = b = \frac{2NeE}{mu^2}.$$

Гейгер показал, что наиболее вероятный угол рассеяния α-лучей при прохождении сквозь золотую пластинку, толщина которой по тормозной способности эквивалентна 0,76 *см* воздуха, составляет 1°40′. Тем самым угол φ, в пределах которого поворачивается половина α-частиц, приблизительно равен 2°; $t = 0{,}00077$ *см*; $n = 6{,}07 \cdot 10^{22}$; u (средняя величина) $= 1{,}8 \cdot 10^9$; $E/m = 1{,}5 \cdot 10^{14}$ *эл.-стат. ед.*; $e = 4{,}65 \cdot 10^{-10}$.

Принимая вероятность однократного рассеяния равной 0,46 и подставляя эти величины в формулу, получим, что для золота $N = 97$. Как установил Гейгер, для толщины золотой пластинки, эквивалентной по тормозной способности 2,12 *см* воздуха, наиболее вероятный угол составляет 3°40′. В этом случае $t = 0{,}00047$ *см*; $\varphi = 4°{,}4$; среднее $u = 1{,}7 \cdot 10^9$, а $N = 114$.

Гейгер показал, что наиболее вероятный угол отклонения на атоме примерно пропорционален его атомному весу. Следовательно, величина N для различных атомов должна быть приблизительно пропорциональна их атомным весам, во всяком случае в диапазоне атомных весов между золотом и алюминием.

Поскольку атомные веса золота и платины почти равны, то из этих рассуждений следует, что как величина диффузного рассеяния α-частиц на золоте на угол, больший 90°, так и величина малого угла рассеяния пучка α-лучей при прохождении через золотую фольгу объясняется гипотезой однократного рассеяния, если предположить, что центральный заряд атома золота примерно равен $100e$.

4) Теперь рассмотрим, насколько результаты экспериментов Кроусера по рассеянию на разных веществах β-частиц различных скоростей могут быть объяснены на основе общей теории однократного рассеяния. Согласно этой теории часть β-частиц p, которая поворачивается на угол, больший φ, определяется выражением

$$p = \frac{\pi}{4} ntb^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2}.$$

В большинстве опытов Кроусера φ достаточно мало, так что $\operatorname{tg} \varphi/2$ без больших погрешностей можно принять равным $\varphi/2$. Следовательно, $\varphi^2 = 2\pi ntb^2$, если $p = 1/2$.

По теории сложного рассеяния, как мы уже видели, вероятность p_1 того, что отклонение частиц будет превышать φ, равна

$$\frac{\varphi^2}{\ln p_1} = -\frac{9\pi^3}{64} ntb^2.$$

В экспериментах Кроусера толщина t вещества была определена так, что $p_1 = 1/2$, поэтому

$$\varphi^2 = 0{,}96 \cdot \pi ntb^2.$$

Таким образом, для вероятности $p_1 = 1/2$ теория однократного и сложного рассеяний дает одну и ту же формулу, и различаются они лишь величиной константы. Ясно, что основные соотношения теории сложного рассеяния Дж. Дж. Томсона, проверенные экспериментально Кроусером, справедливы и в теории однократного рассеяния.

Например, если t_m — толщина, при которой половина всех частиц рассеивается под углом φ, то, как показал Кроусер, $\varphi/\sqrt{t_m}$, а также $\frac{mu^2}{E}\sqrt{t_m}$ постоянны для данного вещества при фиксированном φ. Эти выводы

справедливы и по теории однократного рассеяния. Несмотря на кажущееся сходство по форме, эти две теории фундаментально различны. В одном случае наблюдающиеся эффекты обусловлены суммарным действием малых отклонений, тогда как во втором случае большие отклонения, по предположению, есть результатат однократных столкновений. В тех случаях, когда вероятность отклонения на угол, больший φ, мала, распределение рассеянных частиц по этих двум теориям совершенно различно.

Мы уже видели, что измеренное Гейгером распределение рассеянных α-частиц под разными углами находится в хорошем согласии с теорией однократного рассеяния, и это распределение нельзя объяснить по теории сложного рассеяния. Так как имеется серьезное основание считать, что законы рассеяния α- и β-частиц весьма похожи, то закон распределения рассеянных β-частиц должен быть тем же, что и для α-частиц при малой толщине вещества. Величина mu^2/E для β-частиц в большинстве случаев значительно меньше, чем соответствующая величина для α-частиц, поэтому вероятность больших однократных отклонений β-частиц при прохождении данной толщины вещества намного больше, чем для α-частиц. Так как по теории однократного рассеяния доля общего количества частиц, которые отклоняются под определенным углом, пропорциональна kt (где t, по предположению, малая толщина; k — константа), то число частиц, не отклонившихся под этим углом, пропорционально $1 - kt$. На основе теории сложного рассеяния Дж. Дж. Томсона получим, что вероятность отклонения на угол, меньший φ, пропорциональна $1 - e^{-\mu/t}$, где μ — постоянная величина при любом заданном угле φ.

Справедливость последней формулы была проверена Кроусером путем измерения электрическим методом части I/I_0 рассеянных β-частиц, прошедших через круглое отверстие, образующее с рассеивающим веществом угол 36°. Если

$$\frac{I}{I_0} = 1 - e^{-\mu/t},$$

то значение I должно вначале уменьшаться очень медленно при увеличении t.

Используя в качестве рассеивающего вещества алюминий, Кроусер установил, что изменение I/I_0 находится в хорошем соответствии с теорией при малых значениях t. Однако при однократных рассеяниях, что несомненно происходит в случае α-лучей, зависимость I/I_0 от t должна быть в начальных стадиях почти линейной. Опыты Марсдена [6] по рассеянию β-лучей хотя и проводились не со столь малыми толщинами алюминия, какие использовал Кроусер, определенно подтверждают такой вывод. Учитывая важное значение этого вопроса, желательно продолжить соответствующие эксперименты.

На основании приведенных Кроусером значений $\varphi/\sqrt{t_m}$ для различных элементов для β-лучей, обладающих скоростью $2{,}68 \cdot 10^{10}$ *см/сек*, по теории однократного рассеяния может быть рассчитана величи-

на центрального заряда. Предположим, как и в случаях с α-частицами, что для данного значения $\varphi/\sqrt{t_m}$ доля β-частиц, отклоненных при однократном рассеянии на угол, больший φ, равна 0,46 вместо 0,5. В табл. 2 приведены рассчитанные по результатам Кроусера значения N.

Таблица 2

Элемент	Атомный вес	$\varphi/\sqrt{t_m}$	N
Алюминий	27	4,25	22
Медь	63,2	10,0	42
Серебро	108	15,4	78
Платина	194	29,0	138

Следует напомнить, что на основании результатов по рассеянию α-лучей для золота получены два значения N: 97 и 114. Эти числа немного меньше приведенной величины для платины (138), атомный вес которой почти не отличается от атомного веса золота. Принимая во внимание неопределенности, имеющиеся в расчетах по экспериментальным данным, можно считать это согласие достаточно убедительным показателем того, что как для α-частиц, так и для β-частиц справедливы одни и те же общие законы рассеяния, несмотря на большие различия в относительной скорости и массе.

Как и в случае α-частиц, величина N проще всего должна определяться для любого данного элемента по измерению малой доли падающих β-частиц, рассеянных под большим углом. В таком случае мы избегаем возможных ошибок, связанных с малым рассеянием.

Данные по рассеянию β-лучей, как и для α-лучей, показывают, что центральный заряд в атоме приблизительно пропорционален атомному весу. Это совпадает с экспериментальными выводами Шмидта [7]. В своей теории абсорбции β-лучей он предположил, что при прохождении тонкого слоя вещества небольшая доля (α) частиц задерживается, а небольшая доля (β) частиц отклоняется или рассеивается обратно в направлении падения. Из сравнения кривых поглощения для различных элементов Шмидт сделал вывод, что константа β для различных элементов пропорциональна nA^2, где n — количество атомов в единице объема, а A — атомный вес элемента. Именно это соотношение вытекает и из теории однократного рассеяния, если центральный заряд атома пропорционален его атомному весу.

§ 7. Общие соображения

При сопоставлении излагаемой в данной статье теории с экспериментальными результатами предполагалось, что атом состоит из сконцентрированного в точке центрального заряда и что большие однократные отклонения α- и β-частиц обусловлены главным образом воздействием сильного центрального поля, через которое эти частицы проходят. Влиянием равного, но противоположного по знаку компенсирующего заряда, по предположению равномерно распределенного внутри сферы, мы пренебрегли.

Рассмотрим кратко некоторые данные, поддерживающие сделанные предположения. Для определенности рассмотрим прохождение быстродвижущейся α-частицы сквозь атом, имеющий положительный центральный заряд Ne, который окружен компенсирующим зарядом N электронов. Помня, что масса, импульс и кинетическая энергия α-частиц намного больше соответствующих величин для быстродвижущегося электрона, из соображений динамики кажется невозможным, чтобы α-частица могла отклониться под большим углом вследствие того, что близко подошла к электрону, даже если он быстро движется и удерживается большими электрическими силами. Разумно предположить, что вероятность однократных отклонений на большой угол в данном случае если и не равна нулю, то должна быть чрезвычайно мала по сравнению с рассеянием на центральном заряде.

Интересно проверить, насколько экспериментальные данные позволяют решить вопрос о размерах центрального заряда. Пусть, например, центральный заряд состоит из N единичных зарядов, распределенных по такому объему, что большое однократное отклонение обусловлено главным образом составляющими зарядами, а не внешним полем, образованным этими зарядами. В § 3 было показано, что доля α-частиц, рассеянных под большим углом, пропорциональна $(NeE)^2$, где Ne — сосредоточенный в точке центральный заряд, а E — заряд отклоненной частицы. Если, однако, эти заряды расположены в отдельных точках, то доля α-частиц, рассеянных под данным углом, пропорциональна Ne^2, а не N^2e^2. В этом расчете пренебрегается влиянием массы составных частиц и учитывается лишь действие электрического поля.

Было показано, что величина центрального точечного заряда для золота равна 100, поэтому величина распределенного заряда, необходимая для создания той же относительной доли однократных отклонений на большой угол, должна быть равна 10 000. В этих условиях масса составляющих частиц должна быть мала по сравнению с массой α-частиц, и сразу же возникают трудности получения больших однократных отклонений. Кроме того, при столь большом распределенном заряде относительная роль сложного рассеяния окажется более значительной, нежели однократного. Например, вероятный малый угол отклонения пучка α-частиц, проходящих через тонкую золотую фольгу, должен быть намного больше наблю-

давшегося экспериментально Гейгером (см. п. 2 и 3, стр. 216). Таким образом, рассеяние на большой и малый углы нельзя объяснить на основе предположения о центральном заряде одной и той же величины.

При рассмотрении данных в целом, по-видимому, наиболее простым является предположение, что атом имеет центральный заряд, распределенный по очень малому объему, и что большие однократные отклонения обусловлены центральным зарядом в целом, а не его составными частями. В то же время экспериментальные данные недостаточно точны, чтобы можно было отрицать возможность существования небольшой части положительного заряда в виде спутников, находящихся на некотором расстоянии от центра. Доказательство этой точки зрения можно получить путем проверки того, требуется ли тот же самый центральный заряд для объяснения больших однократных отклонений α- и β-частиц; α-частицы должны подходить ближе к центру атома, чем β-частицы средней скорости, чтобы подвергнуться тому же большому отклонению.

Имеющиеся данные показывают, что величина этого центрального заряда для различных атомов приблизительно пропорциональна их атомным весам, по крайней мере для атомов тяжелее алюминия. Весьма интересно проверить экспериментально, справедливо ли такое же простое соотношение и для легких атомов. В тех случаях, когда масса отклоняющего атома (например, водорода, гелия, лития) не очень отличается от массы α-частицы, общая теория однократного рассеяния нуждается в модификации, так как необходимо учесть движение самих атомов (см. § 4).

Интересно отметить, что Нагаока [8] математически рассмотрел атом «Сатурния», который, по его предположению, состоит из центральной притягивающей массы, окруженной кольцами вращающихся электронов. Он показал, что такая система устойчива, если сила притяжения велика. С излагаемой в настоящей статье точки зрения вероятность большого отклонения практически не должна измениться от того, рассматривается ли атом как диск или как сфера. Следует отметить, что найденное приближенное значение центрального заряда атома золота ($100e$) примерно совпадает с тем значением, которое имел бы атом золота, состоящий из 49 атомов гелия, несущих каждый заряд $2e$. Быть может, это лишь совпадение, но оно весьма заманчиво с точки зрения испускания радиоктивным веществом атомов гелия, несущих две единицы заряда.

Обсуждавшиеся до сих пор выводы из теории не зависели от знака центрального заряда, и пока не найдено определенных данных, позволяющих решить вопрос о знаке заряда. Быть может, вопрос о знаке можно будет решить исследованием разницы в законах поглощения β-частиц, так как уменьшение скорости β-частиц за счет излучения должно быть более заметно при положительном центре, чем при отрицательном. Если центральный заряд положительный, то, как легко заметить, положительно заряженная масса, выбрасываемая из центра тяжелого атома, при движении через электрическое поле приобретает большую скорость. Таким образом, быть может, окажется возможным объяснить высокую скорость испускания

α-частиц, избежав предположения, что они первоначально внутри атома находятся в быстром движении.

Дальнейшее обсуждение применения этой теории к тем или иным вопросам мы отложим до следующей статьи, когда экспериментально будут проверены основные выводы теории. Эксперименты в этом направлении уже проводятся Гейгером и Марсденом.

Манчестерский университет, апрель 1911 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Geiger H.*, *Marsden E.* Proc. Roy. Soc. A, 1909, **82**, 495.
2. *Geiger H.* Proc. Roy. Soc. A, 1910, **83**, 492.
3. *Thomson J. J.* Cambridge Liter. and Philos. Soc., 1910, **25**, pt 5.
4. *Crowther J.* Proc. Roy. Soc. A, 1910, 84, 226.
5. *Geiger H.* Manchester Liter. and Philos. Soc., 1910.
6. *Marsden E.* Philos. Mag., 1909, 18, 909.
7. *Schmidt H.* Ann. Phys., 1907, **4**, 23, 671.
8. *Nagaoka.* Philos. Mag., 1904, **7**, 445.

19

ВОЗРАСТ ПЛЕОХРОИЧЕСКИХ ГАЛО*

(Совместно с Дж. Джоли)

Сейчас уже хорошо известно, что небольшие круглые следы, видимые в шлифах некоторых минералов, особенно цветных слюд, обусловлены воздействием α-излучения центральной радиоактивной частицы. Круглый след представляет собой на самом деле сечение или проекцию сферы, размер которой определяется пробегом испускаемых α-лучей наибольшей проникающей способности в данном минерале, в котором содержится радиоактивная частица. Если исходным радиоактивным веществом служил уран, то наибольшее образованное гало определяется сферой, радиус которой соответствует наиболее проникающим лучам из RaC. Если же исходным веществом служил торий, то максимальный радиус определяется пробегом лучей из ThC.

Обнаружены гало, в которых отчетливо видны результаты воздействия других, менее проникающих α-лучей уранового и ториевого семейств, а в некоторых случаях количество радиоактивного вещества настолько мало, что гало можно считать «недопроявленным». Поэтому максимальные эффекты от RaC или ThC, распределенные по относительно большой сферической поверхности или оболочке, могут быть слабы или вообще отсутствовать и содержащий радиоактивное вещество минерал только заметно темнеет под влиянием тех внутренних лучей, которые действуют более сосредоточенно вследствие меньших сферических оболочек, размеры которых ограничены максимальными ионизационными эффектами этих лучей. Таким образом, когда гало происходят от урана, их размеры могут быть ограничены пробегом лучей, испускаемых RaA, эманацией Ra или даже ионием или ураном.

В любом случае гало есть результат интегрального действия лучей, испущенных за очень большой период времени. В более молодых горных породах гало неизвестны. Количество содержащегося радиоактивного материала очень мало. Гало сферической формы образуются обязательно вокруг очень небольшого ядра, так что, даже если они полностью заполнены исходным радиоактивным элементом, это может привести к каким-либо результатам только при суммировании эффектов за очень продолжительный период.

---

* Philos. Mag., 1913, ser. 6, 25, 644—657.

Интересно оценить время, необходимое для образования гало. Это может быть сделано лишь в том случае, если

а) известно число α-лучей, создающих определенную интенсивность окраски в данном минерале;

б) масса ядра гало имеет ту же или сравнимую интенсивность окраски в том же минерале, а отсюда и оценка количества радиоактивных веществ, которые, возможно, участвуют в образовании гало.

Очевидно, что, хотя численные значения входящих в условие «а» величин можно получить с достаточной степенью точности, в значения величин условия «б» будут входить некоторые предположения, которые и определят их неопределенности.

Таким образом, хотя размеры ядра могут быть определены с приемлемой точностью, а его минералогическая природа выяснена достаточно однозначно, мы никоим образом еще не можем установить количество содержащегося в нем радиоактивного вещества. Это количество может быть установлено только на основе анализов, сделанных на больших образцах минерала, достаточных для проведения исследования. Ясно, однако, что нижняя оценка возраста может быть получена, если из всех найденных результатов взять заведомо наименьшее значение.

Приведенные ниже эксперименты и наблюдения имели объектом исследования коричневую слюду, хаутонит (графство Харлоу). В этой слюде гало, обусловленные урановым семейством элементов, прекрасно видны и обнаруживаются во всех стадиях образования — от наименьших, обусловленных ураном или ионием, до полностью затемненных, оканчивающихся пробегом α-частиц из RaC. Слюда имеет ярко-коричневый цвет и обладает совершенной спайностью. Подробности об этой слюде и о содержащихся в ней гало приведены в других статьях [1].

Возраст гранита, в котором содержится эта слюда, по-видимому, поздний силурийский или ранний девонский. Об этом свидетельствует их соотношение с окружающими горными породами. В нем содержатся смещенные и метаморфизованные силурийские сланцы, а обломки гранита встречаются в отложениях старого красного песчаника, которые несогласно налегают на выходах силурийских сланцев и непосредственно перекрывают гранит. Смятие сланцев относится в основном к каледонскому орогенезу [1].

Некоторые гало, возможно, образовались после кристаллизации содержащих их слюд. Это следует, во-первых, из того факта, что некоторые кристаллические ядра, приводящие к образованию гало, ориентированы в плоскости спайности; их наибольшие размеры совпадают с этой плоскостью, как будто они образовались *in situ*, и, во-вторых, подтверждается наличием прожилков, пересекающих биотит, в которых, по-видимому, содержатся радиоактивные вещества, так как они окаймлены характерной окраской и хорошо соответствуют виду цилиндрических гало [4]. Фото-

---

[1] Минералогические и геологические детали, относящиеся к граниту, описаны Солласом [2]. Можно также обратиться к обзору [3].

графия этих прожилков приведена в журнале «Bedrock» за январь 1913 г. Такие каналы радиоактивных веществ часто отличаются от сильно окрашенных областей, локализующихся на внешних гранях кристалла. Иногда гало выстраиваются вдоль прожилков, указывая, что в них находится часть радиоактивных веществ, содержащихся в этих прожилках. Известно, что ближе к концу периода затвердевания гранитной массы материнские растворы, богатые сконцентрированными в магме редкими элементами, создают внешний вид гранита и пронизывают его, а часто и примыкающие к нему породы.

Генезис радиоактивных рудных осадков, вероятно, во многих случаях обнаруживает черты этого явления. Вполне возможно, что жилкование слюды отражает то же развитие, но в уменьшенном масштабе. Это, однако, не могло произойти намного позже периода затвердевания. Гало можно с наибольшей гарантией отнести к раннему девонскому периоду.

В Физической лаборатории Манчестерского университета проводились эксперименты по измерению количества α-лучей, требующихся для получения заметной окраски слюды из графства Харлоу. Слюда помещалась внизу в контакте со свинцовой пластинкой, в которой было сделано круглое отверстие диаметром 0,42 *см*. На расстоянии 1,5 *см* по вертикали над центром отверстия устанавливалась капиллярная α-активная трубочка, содержавшая вначале 25 *мкюри* эманации радия. Все это помещалось под стеклянным колпаком, в котором можно было создавать вакуум. Толщина стенок α-активной трубочки была эквивалентна 1,4 *см* воздуха при нормальной плотности. Средний пробег трех групп α-частиц, попадавших на слюду, уменьшался до 3,5 *см* (в воздухе). Это обеспечивало проникновение α-частиц в слюду на расстояние около 0,016 *мм*. Количество применявшейся эманации и продолжительность экспозиции позволяют непосредственно определить число α-частиц, необходимых для создания определенного эффекта.

Эксперименты проводились с двумя отщепленными чешуйками слюды. На одной из чешуек были облучены три соседние области, на другой чешуйке — две смежные области. Обозначим первые три экспозиции A, B, C, а вторые — D, E. Число α-частиц на 1 $см^2$ составляло: для пятен A — $3{,}7 \cdot 10^{13}$; B — $1{,}6 \cdot 10^{13}$; C — $1{,}5 \cdot 10^{13}$; D — $3{,}7 \cdot 10^{13}$; E — $1{,}5 \cdot 10^{13}$.

Степень потемнения слюды в результате этих облучений была одинаковой в случае A и D, C и E. В случае B слюда была немного темнее, чем в случаях C или E. Таким образом, плотность окраски хорошо соответствует величине экспозиции. В некоторых местах эти области частично совпадали, и эффекты в слюде точно соответствовали сумме плотностей перекрывающихся пятен.

Последующее измерение толщины этих слюдяных чешуек с помощью микроскопа с большим увеличением путем фокусировки изображения на верхней и нижней плоскостях чешуек показало, что чешуйка, на которой были сделаны экспозиции A, B и C, имела толщину 0,022 *мм*, а толщина второй пластинки (экспозиции D и E) соответственно составляла 0,014 *мм*.

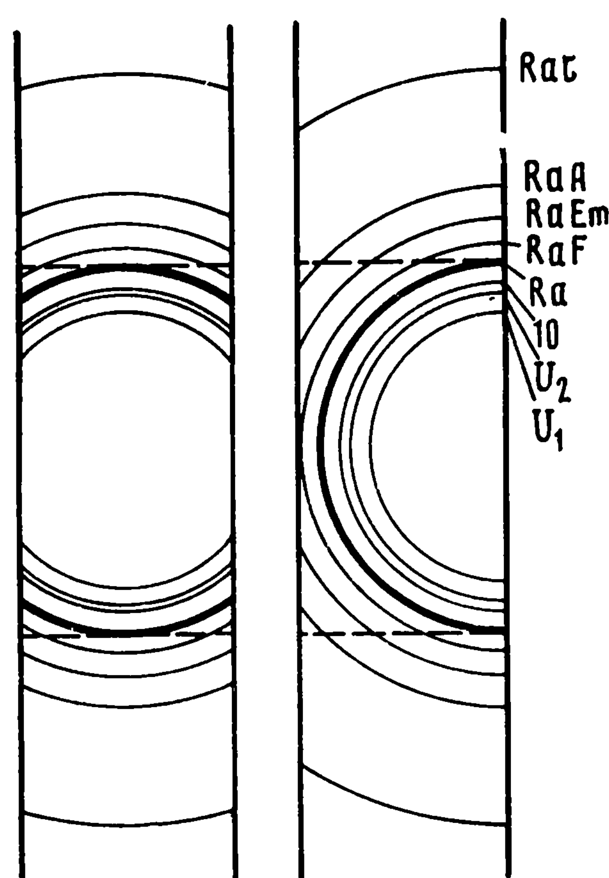


Рис. 1

Близкое совпадение эффектов окраски на этих двух чешуйках говорит о том, что в обеих пластинках должны были поглощаться все α-лучи.

Интенсивность потемнения слюды в этих экспериментах позволяла наилучшим образом производить сравнение с наименее развитыми гало, т. е. с теми, интенсивность потемнения которых была равномерной вплоть до пробега α-частиц из Ra (0,0156 *мм*), из RaF (0,0177 *мм*) или из эманации Ra (0,0196 *мм*). Потемнение слишком слабо, чтобы можно было сопоставить его с более длительно экспонированными гало, которые простираются до пробега α-частиц, испускаемых RaA или RaC. Эти гало, конечно, в центре в основном почти непрозрачны. Наблюдения, включающие сравнения гало с экспериментально получающейся окраской, тем самым обязательно ограничиваются менее экспонированными гало, радиальные размеры которых должны быть, по-видимому, 0,016; 0,018 или 0,020 *мм*. Из экспериментов можно вычислить число частиц, попадающих в круговые площади этих радиальных размеров, которые создают глубину окраски пятен *A*, *B* и *C* (табл. 1).

Для оценки возраста гало должны быть, как уже указывалось, определены скорости, с которыми α-частицы излучались ядром. Мы должны также рассмотреть, как можно сравнить эффекты окраски, образующейся такими радиально расходящимися лучами, с параллельными лучами, используемыми в эксперименте.

Таблица 1

Радиус гало, *мм*	Интенсивность, $\times 10^6$		
	A	*B*	*C*
0,016	293	128	120
0,017	337	146	136
0,018	370	160	150
0,020	466	202	189

Исследованные чешуйки слюды имели в среднем толщину от 0,016 до 0,018 *мм*; более толстые становились слишком темными и неудобными для измерений. На приведенном схематическом рисунке (рис. 1) показана чешуйка слюды толщиной 0,017 *мм*, в которой ядрышко находится в центре

и у края. Видно, что в случае гало, простирающихся по радиусу на 0,016 *мм*, полная ионизация никоим образом не выходит за пределы размеров чешуйки. Пробеги только четырех из восьми лучей полностью укладываются внутри полугало. Пробеги от RaA и RaC полностью исключаются. В случае центрального расположения гало лучи с максимальным пробегом от RaEm и RaF оказывают влияние, но очень небольшое. Эти лучи, однако, влияют на центральную область, где их скорости наибольшие, а эффекты ионизации — наименьшие. Видно также, что в отслоенных чешуйках такой толщины половина всех эффектов, вызываемых лучами, может остаться в соседних слоях. Когда центр расположен на поверхности, в слое содержится только полушарие. Сколько-нибудь точные поправки на эти эффекты невозможны, так как они зависят от положения центра в слюдяном слое. Небольшая поправка на эти эффекты состоит в том, что пробеги лучей, которые создавали потемнение слюды в эксперименте, полностью не укладывались внутри нее. Вероятно, поправка в 50% не слишком велика, т. е. можно считать, что только половина лучей, испускаемых ядром, эффективно создает ту часть небольших гало, которые мы наблюдаем.

Измерения размеров ядер гало проведены в Дублине, в Ивигской геологической лаборатории Тринити колледж. Поскольку в этих экспериментах совершенно необходимо было обеспечить точность, особое внимание было обращено на наилучшие условия освещения и увеличения, и во избежание ошибок проводились повторные измерения.

Многие из измерений независимо проверил профессор Г. Диксон. Обнаружено, что наилучшие результаты получаются с иммерсионным цейссовским объективом (апохроматический 3-*мм* объектив N. A. 1,4) и с № 7 Лейтца. Однако иммерсионный дает лучшую четкость. При внимательном подборе освещения можно получить очень хорошую четкость, и при надежном характере измерений никаких неопределенностей не возникает, измерения могут быть повторены снова и снова, и всегда с одинаковыми результатами. Измерения проводились двумя различными методами, с помощью: 1) микрометрического окуляра с подвижной линзой и 2) камеры люсиды.

Второй метод измерения диаметра исследуемого изображения заключается в следующем. На гладкой белой бумаге китайской тушью рисуют две тонкие линии, которые пересекаются, а потом медленно расходятся. Расстояние между линиями составляет около 3 *мм* на расстоянии 15 *см* от точки их пересечения. Камера люсида переводит изображение обычным способом на листок бумаги. Затем этот листок бумаги передвигается, пока изображение ядра не станет точно между линиями. Продолжая смотреть на объект, карандашом делают отметку поперек линии там, где находится ядро. Пусть эта отметка находится на расстоянии d_1 от пересечения. Затем вместо слюды ставится градуированная шкала, разделенная до 0,01 *мм*, и одно из дробных делений подгоняется, как и раньше, между линиями на расстоянии d_2 от пересечения. Эта точка отмечается. Диаметр x яд-

ра, очевидно, находится из отношения $x : 0{,}01 = d_1 : d_2$. Этот метод дает при последовательных измерениях хорошо совпадающие результаты [5].

В нескольких случаях диаметр ядра определялся как среднее двух мало отличающихся диаметров, так как при этом ядро развивалось так, что нельзя было предположить, что оно имеет примерно сферическую форму. В некоторых случаях ядро обладает определенной кристаллической формой, по-видимому двумерной. В таком случае измерялись два размера: длина призмы и ее поперечник.

Для сравнения плотности окраски гало с искусственно окрашенными областями наиболее подходящей оказалась следующая процедура. Два микроскопа устанавливаются рядом, в одном наблюдается гало, в другом — пятно, увеличение одинаковое, свет тоже от одного источника. Использовался только дневной свет. Пятно занимало лишь половину поля зрения, а в другой, примыкающей части, когда это было необходимо, устанавливался окрашенный раствор и путем регулирования освещения добивались того же цвета и яркости, что и у окружающей гало слюды. В том случае, когда содержащая гало слюда по цвету оказывалась светлее, к ней применялась регулировка. Затем сравнивались глубина окраски пятна и гало. Эти сравнения постоянно повторялись без изменения регулировок цвета и освещенности поля.

Первые измерения были более непротиворечивы, и к ним следует относиться с большим доверием. Диксон совершенно независимо проверил многие из этих сравнений. В подавляющем большинстве случаев сравнение ограничивалось определением того, светлее, темнее или того же цвета гало, как и пятна A или C. В основном полученные выводы не вызывали никаких сомнений. Как будет видно, выводы главным образом основаны именно на таком сравнении. Однако в некоторых случаях была сделана попытка оценить разницу в окрасках гало и пятна. Для этого был изготовлен прозрачный экран с различной степенью прозрачности света. Фотопластинка «Process» экспонировалась в темной комнате таким образом, чтобы на последовательные узкие полоски на нее попадало количество света в отношениях $1 : 2 : 3 : 4$ и т. д. Это делалось последовательным открыванием полос с интервалом в 1 *сек*. После проявления и фиксирования из пластинки алмазом вырезалась узкая полоска, служившая поглощающим экраном, на котором имелись последовательные участки, затемненные примерно в соответствии с экспозициями. Оказалось, что пятно A почти соответствует плотности почернения при экспозиции 3 *сек*. Отсюда мы смогли сделать вывод, что участок, получивший экспозицию 6 *сек*, имеет вдвое большую плотность, чем пятно A.

Способ использования этого экрана понятен из только что сказанного. Цвет и освещенность регулировались, как и раньше, так, чтобы пятно и гало выглядели одинаково, при этом экран скользил поверх пятна (или гало), пока затемненность этих объектов не оказывалась одинаковой.

В большинстве случаев ядра обладали всеми оптическими характеристиками циркона: они прозрачны, бесцветны и имеют высокий коэффи-

циент преломления. Попытка определения показателей с помощью преломляющих жидкостей не удалась. Ядра, по-видимому, были погружены в слюде. Несомненно, что показатель преломления значительно выше, чем у слюды. Некоторые ядра, возможно, были ортитом, а некоторые — брукитом. У многих ядер в центральных частях гранитного массива не видно никакой определенной кристаллической формы, но на вид они зернисты. В других местах все они имеют форму хорошо развитых двумерных кристаллов, длинная ось которых расположена параллельно спайности слюды. Эти кристаллы несомненно цирконы. Они кажутся немного менее радиоактивными, чем несимметричные ядра. Опять же, некоторые ядра напоминают плоские кристаллы, прямоугольные по форме и развитые в плоскости спайности. Их объем оценить практически невозможно, ибо не может быть измерена их толщина. Вероятно, их масса часто сравнима с массой наименьших ядер.

Весьма желательно оценить непосредственно содержание радия в этих ядрах. Такая попытка была предпринята, для чего значительное количество слюды измельчалось в очень мелкий порошок, а затем для выделения циркона разделялось по плотности с помощью тяжелых жидкостей. Но никаких мельчайших частиц, сравнимых с ядрами, выделено не было. Видимо, удалить их из слюды трудно. Применять растворители — не выход, так как известно, что в цирконах радиоактивные составляющие могут находиться просто в виде поверхностных отложений, и всегда как чисто посторонняя примесь. Поэтому нельзя быть уверенным в том, что растворитель, действующий на слюду, не удалит и радиоактивные составляющие циркона, чем будут фальсифицированы результаты в том самом направлении, которое для нас наиболее нежелательно.

По-видимому, сейчас можно лишь оценить содержание урана по аналогии с известными результатами, полученными на больших цирконах.

Стрэтт [6] привел результаты анализа 14 цирконов различных геологических возрастов. Количество граммов U_3O_8 на 1 *г* циркона меняется от $1{,}4 \cdot 10^{-4}$ до $75{,}3 \cdot 10^{-4}$. Наибольший результат можно считать исключением. Следующий наибольший результат $38 \cdot 10^{-4}$, но он получен из исключительно радиоактивных лав Везувия, затем следует значение $13{,}3 \cdot 10^{-4}$ *г*. Среднее по всем измерениям $14 \cdot 10^{-4}$ *г*. В других экспериментах Стрэтт [7] обнаружил на 1 *г* циркона $865 \cdot 10^{-12}$ *г* радия. Его содержится менее $40 \cdot 10^{-4}$ *г* в 1 *г* U_3O_8. Он обнаружил также [8] в цирконе 0,34 миллионных доли процента радия, а в другом образце — 0,52 миллионных доли процента. Очень родственный и, возможно, переотложенный минерал циртолит, как было найдено Стрэттом [9], содержал 3,67% U_3O_8 и 5,05% ThO_2. Два анализа циртолита приводит Дана: 1,59 и 1,4% U_3O_8.

Уотерс [10] показал, что в гнейсах из Иннер Гебрид и в граните из Моурна радиоактивность сконцентрирована главным образом в цирконах: в граните из Корниша — преимущественно в анатазе или рутиле, а в граните из Далбитти — главным образом в ортите. Количественные результаты в этих работах не приводятся.

Как будет видно дальше, наибольшие из приведенных результатов соответствуют циртолиту и достигают 3,67% U_3O_8. Это значение, конечно, не ограничивает количество возможного содержания урана. Но нет никаких оснований считать, что радиоактивные примеси содержатся в еще больших количествах в цирконе. Наоборот, как показал Мюгге [11] и Гоккель [12], радиоактивное вещество — составная часть примесей или посторонних веществ в цирконе.

Дана не обнаружил наличия урана в ортите или бруките. В то же время Стрэтт [8] в одном образце ортита обнаружил 0,073% U_3O_8, а в другом — радий, эквивалентный 3% урана. Эти результаты позволяют надежно предположить, что 10% — сейчас верхний предел содержания урана в ядрах гало этой слюды.

Периоды времени, которые следуют из уже цитированных измерений, таковы, что должно быть учтено истощение урана. Мы должны соответственно вычислить массу превращенного урана по числу α-частиц, требующихся для образования гало в соответствии с наблюдениями и экспериментальными данными. Таким образом, вычисленная на основании этих результатов масса урана в ядре — это то количество, которое осталось после времени t, т. е. если M — масса превращенного урана, а W — оставшаяся масса, то $W/(M + W)$ — оставшаяся часть, или $e^{-t/L}$. Экспоненциальные таблицы дают величину t/L, соответствующую $e^{-t/L}$, где L — средний возраст урана. Отсюда можно определить t. В качестве примера заполнения табл. 2 рассмотрим гало № 4. Оно имеет массу ядра $418 \cdot 10^{-14}$ *г*, а содержание урана $418 \cdot 10^{-15}$ *г*. Радиус гало равен 0,016 *мм*, а так как оно темнее пятна A, то число α-лучей, необходимых для образования этого гало, не менее $2{,}95 \cdot 10^8$, или $5{,}9 \cdot 10^8$ для всего гало. Далее, при превращении каждого атома урана образуется восемь α-частиц. Поэтому число превращенных атомов урана равно $0{,}74 \cdot 10^8$. Считая массу одного иона водорода равной $1{,}6 \cdot 10^{-24}$ *г* [13], получаем, что масса атома урана равна $381 \cdot 10^{-24}$ *г*. Следовательно, масса превращенного урана равна $28 \cdot 10^{-15}$ *г*. Количество имеющегося урана мы предполагаем равным $418 \cdot 10^{-15}$ *г*, что составляет 0,9373 начальной массы. Экспоненциальные таблицы дают соответствующее значение $t/L = 0{,}065$, и поскольку $L = 7{,}2 \cdot 10^9$, то значение t составляет $0{,}47 \cdot 10^9$ лет. Возраст гало больше полученного значения, так как плотность его окраски больше, чем у пятна A, но в этом случае никаких попыток оценить эту разницу не делалось.

В табл. 2 содержатся результаты 30 измерений ядер. Не составит труда добавить сюда почти неограниченное число измерений, но мы считаем, что достаточно и этого. Более того, потребуется немало времени и труда для завершения тщательных измерений каждого гало. В № 24, 25 и 26 ядра хорошо развиты и представляют собой, по-видимому, двумерные кристаллы с призматическими и граничными гранями. Масса, возможно, несколько завышена, так как приведены внешние размеры. На небольшое удлинение указанных гало никаких поправок не делалось. Оба эти факта приведут к уменьшению величины возраста гало.

Таблица 2

№ п/п	Диаметр ядра, $\times 10^5$ *см*	Масса циркона, $\times 10^{14}$ *г*	Радиус гало, $\times 10^4$ *см*	Сравнение окраски гало с пятнами *A*, *B* или *C*	Количество α-частиц для все о гало, $\times 10^{-8}$	Масса распавшегося урана, $\times 10^{15}$ *г*	Возраст, $\times 10^6$ лет
1	10	243	18	Окрашено, как *C*	3,0	14	400
2	38	13 481	20	Почти непрозрачно	9,3	43	> 20
3	16	990	16	Темнее *A*	5,9	28	>200
4	12	418	16	То же	5,9	28	>470
5	33	8 800	16,5	»	6,4	30	> 30
6	37	12 320	16,5	»	6,4	30	> 20
7	20	1 980	16	Между *A* и *B*	4,2	20	80
8	23	3 080	16	Намного темнее *A*	5,9	28	⩾ 60
9	12	418	16	Окрашено, как *B*	2,6	12	200
10	14	660	16	Темнее *A*	5,9	28	>270
11	21	2 420	16	Намного темнее *A*	5,9	28	⩾ 90
12	22	2 640	16	Темнее *A*	5,9	28	> 80
13	26	4 400	16	Намного темнее *A*	5,9	28	⩾ 50
14	13	505	16	Окрашено, как *A*	5,9	28	390
15	30	6 600	16	Намного темнее *A*	5,9	28	⩾ 30
16	17	1 210	16	Темнее *A*	5,9	28	>160
17	25	3 740	16	Намного темнее *A*	5,9	28	⩾ 50
18	15	792	16	Окрашено, как *A*	5,9	28	250
19	27	4 840	18	То же	7,4	35	50
20	27	4 840	17	»	6,8	32	50
21	24	3 388	17	$A\times 2$	13,6	64	140
22	26	4 400	17	$A\times{}^7/_3$	15,8	75	120
23	23	3 080	17	$A\times{}^7/_3$	15,8	75	170
24	57×18×18	8 580	17	Окрашено, как *A*	6,8	32	30
25	48×32×32	22 000	17	$A\times 2$	13,6	64	20
26	40×22×22	9 020	17	Окрашено, как *A*	6,8	32	30
27	12,5	462	17	Окрашено, как *C*	2,7	13	200
28	21	2 420	18	Окрашено, как *A*	7,4	35	100
29	29	5 984	16	Темнее *A*	5,9	28	> 40
30	21×21×21	5 720	19	Примерно $A\times 2$	16,5	78	100

Ядра № 29 и 30 были сфотографированы и показаны на рис. 2 и 3. Гало № 29 (рис. 2) увеличено в 1450 раз, а № 30 (рис. 3) — в 1400 раз. Очень трудно на таких фотографиях показать сразу и ядро и гало, так как большие времена экспозиции и проявления, необходимые для выявления ядра,



Рис. 2



Рис. 3

совершенно не подходят для воспроизведения гало. Ядро № 29 имеет характерный гранулированный вид. Рядом видно относительно большое ядро вполне кристаллического циркона. Он дал начало менее интенсивному гало. Гало № 29 (которое образовалось вокруг маленького ядра) имеет темный коричневый цвет и определенно темнее пятна *А*. Центральная часть настолько темна, что требующаяся для его выявления экспозиция привела к полной передержке окружающего гало. При вычислении объема этого ядра предполагалось, что по форме оно эллиптично, и в качестве среднего диаметра был взят диаметр эквивалентной сферы. В гало № 30 ядро прямоугольное по периметру и находится в слюде на некотором расстоянии внизу. По-видимому, это плоский прямоугольный кристалл, но его объем вычислялся в предположении, что он кубической формы. Это гало было легче сфотографировать потому, что чешуйка слюды, в которой оно содержится, настолько тонка, что имеет лишь бледный желто-соломенный цвет. Несмотря на тонкость чешуйки, гало не меньше чем вдвое темнее пятна *А*.

Следует помнить, что наибольшее значение имеют большие величины возрастов. Малые величины возраста определяются тогда, когда велика масса ядра и окружающее его гало слабо окрашено. Хотя плотность окраски гало в основном зависит от размера ядра, не существует однозначного соответствия с содержанием урана в цирконе или других минералах, образующих ядра, и наблюдается довольно много случаев кажущегося малого возраста. Это можно объяснить, предположив, что в таких случаях оценка содержания в них урана завышена. Существенно, что во многих

случаях обнаруживаются небольшие ядра, окруженные интенсивно окрашенными гало.

Во многих приведенных в табл. 2 примерах возраст должен превышать тот, который указан в последнем столбце. Происходит это потому, что лишь в нескольких последних наблюдениях, а также в тех, в которых окраска гало хорошо подходит к окраске одного из пятен, проводились какие-то численные оценки относительной плотности окраски гало и пятна. Результаты расположены в порядке их получения. Наибольший измеренный возраст составляет не меньше 400 млн. лет — время, требующееся для образования этих гало, т. е. оно совпадает с ранним девоном. Всюду мы оперируем именно с этим значением, которое представляет собой нижний предел возраста.

Рассмотрим теперь источники ошибок.

а) Ядра *полностью* заполнены. Вероятность того, что измеренные ядра были отдельными осколками больших ядер, бо́льшая часть которых раскололась при расщеплении слюды, исследовалась сравнением соприкасающихся чешуек и проверкой того, что часть удаленной сферы гало не содержала ничего, что можно было бы рассматривать как часть ядра или что могло бы привести к предположению о потере какой-либо его части. Мы не натолкнулись ни на один случай разделения ядра. Дело в том, что кливаж циркона очень несовершенен и, если даже ядро лежит прямо на поверхности спайности, все равно оно почти наверняка остается целым на одной или другой чешуйке или, возможно, выпадает. Кроме того, многие из наблюдавшихся ядер определенно находились ниже поверхности чешуйки. Это вполне однозначно наблюдалось в толстых отслоенных чешуйках с помощью очень сильного освещения.

б) Кристаллографическое направление, по которому часть лучей пересекала слюду в случае гало, не такое же, как в случае лучей, движущихся в слюде, когда экспериментально производилось потемнение. Однако экспериментальный факт заключается в том, что по сечению гало наблюдается однородное кристаллографическое направление, что снимает вопрос о возникновении такого рода ошибок.

в) Ничего не известно о каком-либо механизме, который мог бы приводить с течением времени к усилению гало или увеличению эффекта начальной ионизации. В случае светочувствительных солей начальная ионизация, по-видимому, уменьшается во времени. Однако никакого эффекта усиления скрытого изображения не обнаружено. Скорее следует ожидать рекомбинации продуктов диссоциации и ослабления гало со временем. По всем признакам гало очень стабильны.

г) Скорость окрашивания слюды в эксперименте была намного больше, чем при образовании гало. Но этому факту, вероятно, не следует придавать какого-либо значения. Распределение α-лучей, бомбардирующих слюду в эксперименте, было в действительности очень неплотным. Если использовать молекулярную терминологию, они были отделены очень большим расстоянием, т. е. молекулярные группы, в которых входящие лучи тратили

свою энергию, оставались в основном изолированными и не возмущались последующими частицами. Кроме того, время между двумя последовательными частицами не играло значительной роли и результирующая окраска была бы одинаковой для отдельных частиц.

д) Облучение светом, видимо, не влияло на окраску, образующуюся в слюде под действием α-лучей. Эксперимент, в котором пятна D и E были наполовину закрыты свинцовой фольгой, а затем экспонированы в течение нескольких часов в ярком солнечном свете, сконцентрированном линзой, не привел к каким-либо результатам. Сильное нагревание уничтожает гало. В эксперименте мы избегали сильного нагревания.

е) Торий в этих ядрах отсутствовал. В этой слюде не было вообще обнаружено ториевых гало.

Сравнение девонского возраста, полученного по приведенным выше результатам, с оценками, основанными на измерениях собранных радиоактивных включений, показывает, что данные по гало приводят к несколько завышенной оценке возраста. На основании гелиевого соотношения Резерфорд [14] получил для образца фергюсонита, который, возможно, был взят из древних пород, значение 241 млн. лет. Стрэтт тем же методом получил значение 150 млн. лет для каменноугольного известняка и 710 млн. лет — для архея [15]. Результаты, полученные Болтвудом по свинцовому соотношению, были от 246 до 1640 млн. лет, причем верхний предел относился, вероятно, к архейским породам. Беккер, работавший с докембрийскими минералами, получил по свинцовому соотношению значение от 1671 до 11 470 млн. лет [16]. Считая эти значения абсурдными, Болтвуд [17] критиковал полученные результаты, ставя под сомнение подлинность вещества, с которым Беккер имел дело. В ответ Беккер приводил аргументы, что нет никаких доказательств какого-либо влияния на свинцовое соотношение начального изменения вещества. Холмс [18] измерял по свинцовому соотношению возраст девонского сиенита и нашел, что он равен 370 млн. лет. Он, однако, отбросил результаты, свидетельствовавшие о верхнем возрастном пределе, считая, что эти результаты ошибочны за счет возможного присутствия в достаточном количестве исходного свинца.

К результатам, основанным на выделении радиоактивных включений, следует относиться критически, так как количество измеряемых веществ могло изменяться в течение долгого периода рассматриваемого времени. На результатах, полученных на основе измерений гало, вероятно, менее сказываются такие источники ошибок. Поэтому интересно отметить, что полученные на основе гало результаты не столь сильно расходятся с некоторыми большими значениями возраста, вычисленными по свинцовому соотношению. Возможно, в этом грубом согласии заложен глубокий смысл а может быть, повинны в том ошибки, природа которых нам еще не известна, но они влияют на оба метода определения возраста. Сейчас мы ничего об этом не можем сказать. Но несомненно, что если полученные более высокие значения геологического времени достоверны, то расхождение с оценками

возраста океана, основанными на хорошо установленных сейчас фактах растворяющей денудации, представляет трудности, которые еще, повидимому, не могут быть объяснены. Обсуждение гипотез посредством выражения сомнения в достоверности того или иного метода не входит в цели этой статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1910, April; Proc. Roy. Dublin Soc., **13**, 73; Bedrock, 1913, January.
2. *Sollas.* Trans. Irish. Acad., 1891, January 29.
3. The Geological Survey of Ireland Reports on Co. Dublin and Co. Carlow, etc.
4. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1910, ser. 6, 19, 192.
5. *Rutherford E.* Proc. Roy. Dublin Soc., **13**, 441.
6. *Strutt R.* Proc. Roy. Soc. A, **83**, 298.
7. *Strutt R.* Proc. Roy. Soc. A, **78**, 150.
8. *Strutt R.* Proc. Roy. Soc. A, **76**, 312.
9. *Strutt R.* Proc. Roy. Soc. A, **76**, 88.
10. *Waters J. W.* Philos. Mag., 1909—1910.
11. *Mügge.* Central bl. f. Min., 1909, 148.
12. *Gockel.* Chemıker Zeitung, 1909, N 126.
13. *Rutherford E., Geiger H.* Proc. Roy. Soc. A, **81**, 162
14. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1906, October, 368.
15. *Strutt R.* Proc. Roy. Soc. A, 1908—1910.
16. *Becker H.* Amer. J. Sci., 1907.
17. *Boltwood B.* Bull. Geol. Soc. America, 1908.
18. *Holmes A.* Proc. Roy. Soc. A, 1911, June.

СТРОЕНИЕ АТОМА *

Настоящая работа, а также опубликованная в этом же журнале статья Дарвина посвящены некоторым вопросам «ядерной» теории атома, преднамеренно опущенным в моем первом сообщении на эту тему [1]. Здесь приводится краткое описание более поздних исследований, проведенных для проверки теории, и те выводы, которые можно сделать на их основе. Кроме того, кратко описаны выполненные в последнее время эксперименты по прохождению α-частиц через водород, которые играют существенную роль в определении размеров ядра.

В предыдущей работе [1] я указывал на важность изучения прохождения быстрых α- и β-частиц через вещество как метода исследования внутренней структуры атома. В работе обращено внимание на замечательный факт, впервые обнаруженный Гейгером и Марсденом [2], заключающийся в том, что малая часть быстрых α-частиц, испускаемых радиоактивными веществами, может быть отклонена на угол, больший 90°, в результате столкновения с одним-единственным атомом. Было показано, что модель, предложенная Кельвином и детально разработанная Дж. Дж. Томсоном, не может дать таких больших отклонений, если не предполагать, что диаметр положительной сферы мал. Чтобы объяснить эти большие углы рассеяния α-частиц, я предположил, что атом состоит из положительно заряженного ядра малых размеров, в котором практически сосредоточена вся масса атома. Согласно этому предположению, ядро должно быть окружено системой электронов, которые обеспечивают нейтральность атома и расположены на расстоянии, сравнимом с обычно принятой величиной радиуса атома Некоторые из быстрых α-частиц, проходя на своем пути сквозь атомы и подвергаясь вблизи ядра действию интенсивного электрического поля, отклоняются от прямолинейного движения. Чтобы отклониться на угол, больший нескольких градусов, α-частица должна пройти весьма близко от ядра; при этом предполагалось, что внешние электроны существенно не искажают поле сил в этой области. Если допустить, что между ядром и α-частицей действуют силы отталкивания, подчиняющиеся закону обратных квадратов, то α-частица описывает гиперболическую орбиту вокруг ядра и ее отклонение можно вычислить.

---

* Philos. Mag., 1914, March, ser. 6, **27**, 488—498.

На основании этой теории было выведено, что число α-частиц, падающих нормально на единицу площади и образующих угол φ с первоначальным направлением пучка, пропорционально

1) $\operatorname{cosec}^4 \varphi/2$ или $1/\varphi^4$, если φ мало;
2) числу атомов в единице объема рассеивающего вещества;
3) толщине рассеивающего вещества t, если она мала;
4) квадрату заряда ядра Ne;
5) обратно пропорционально $(mu^2)^2$, где m — масса α-частицы, а u — ее скорость.

Данные по рассеянию α-частиц, полученные ранее Гейгером [3], позволили сделать вывод, что заряд ядра примерно равен половине атомного веса, помноженной на заряд электрона. Гейгер и Марсден [4] начали эксперименты для проверки согласия законов однократного рассеяния α-частиц с теорией. Общий экспериментальный метод, примененный ими, состоял в том, что узкий пучок α-частиц падал нормально на тонкую пленку вещества и по методу сцинтилляций наблюдалось число частиц, рассеянных на различные углы. Это была трудная и кропотливая работа, заключавшаяся в подсчете многих тысяч частиц. Полученные результаты находятся в очень хорошем согласии с теорией. При очень малой толщине рассеивающей пластинки рассеяние оказалось прямо пропорциональным этой толщине и обратно пропорциональным четвертой степени скорости падающих частиц. Специально было изучено число α-частиц, рассеянных в интервале углов от 5 до 150°. Хотя в этом диапазоне углов число рассеянных частиц уменьшалось в отношении 200 000 : 1, зависимость числа рассеянных частиц от угла совпадала с теорией в пределах экспериментальных ошибок. Гейгер и Марсден обнаружили, что рассеяние различными атомами вещества примерно пропорционально квадрату атомного веса, откуда следует, что заряд ядра приблизительно пропорционален атомному весу. Определяя число α-частиц, рассеянных тонкими пластинками золота, они сделали вывод, что ядерный заряд примерно равен половине атомного веса, помноженной на заряд электрона. Вследствие трудности эксперимента ошибка в определении этого числа составляет не менее 20%. Таким образом, экспериментальные результаты Гейгера и Марсдена оказались в полном согласии с предсказаниями теории и показали, что эта гипотеза о структуре атома в существенных чертах правильна.

В предыдущей работе при определении величины однократного рассеяния я предположил для простоты вычислений, что атом остается в покое во время столкновения с α-частицей. В вышедшей одновременно статье Дарвин [5] вывел соотношения, которые должны соблюдаться при учете движения атома отдачи. Он показал, что если не учитывается это движение, то не вносится существенной ошибки даже для таких легких атомов, как атомы углерода. Дарвин определил также, какое рассеяние следует ожидать, если закон сил отличен от закона обратной пропорциональности квадрату расстояния, и показал, что в этом случае не получается согласия с опытом ни для зависимости рассеяния от угла, ни для зависимости рас-

сеяния от скорости. Эти результаты определенно указывают, что закон сил, действующий между α-частицей и ядром, есть закон обратной пропорциональности квадрату расстояния.

Интересно отметить, что Вильсон [6], фотографируя пути α-частиц, впоследствии показал, что в некоторых случаях α-частица испытывает внезапное отклонение на большой угол. Это убедительно доказывает справедливость того взгляда, что большие отклонения в некоторых случаях получаются в результате столкновения только с одним атомом.

Согласно описанной теории, большие отклонения α-частица испытывает при прохождении вблизи ядра, где поле весьма интенсивно, причем это отклонение не изменяется существенным образом при прохождении мимо внешних электронов. Такое предположение, по-видимому, достаточно обоснованно, если вспомнить, что масса и энергия α-частицы весьма велики по сравнению с массой и энергией электрона даже тогда, когда скорость его движения сравнима со скоростью света. Простые рассуждения показывают, что отклонения, которые α-частица должна испытать даже при прохождении сквозь сложную систему электронов тяжелого атома, подобного атому золота, должны быть малы по сравнению с действительно наблюдающимися отклонениями. Исследование прохождения быстрых α-частиц через вещество представляет собой наиболее определенный и прямой метод изучения общей структуры атома, так как α-частица может проникнуть внутрь атома без значительных возмущений со стороны электронов и, таким образом, подвергается влиянию лишь интенсивного поля атомного ядра.

Независимость рассеяния на большие углы от внешних электронов справедлива лишь для заряженных частиц с очень большой кинетической энергией. Вряд ли можно ожидать, что она будет справедлива также для частиц, движущихся с гораздо меньшими скоростями и меньшей энергией, например для обыкновенных катодных лучей или атомов отдачи активного вещества. В этих случаях, видимо, внешняя система электронов при рассеянии играет гораздо более существенную роль, нежели в рассматриваемом случае.

Рассеяние β-частиц

На основании ядерной теории следует ожидать, что быстрые β-частицы должны испытывать отклонения на большие углы при прохождении вблизи ядра. Кажется, нет сомнения в том, что столь большие отклонения образуются, и в предыдущей статье я показал, что данные, полученные Кроусером [7] для рассеяния β-частиц, можно в общем объяснить исходя из ядерной теории строения атома. Однако следует помнить, что существует несколько важных пунктов различия между эффектами, ожидаемыми для α- и β-частиц. Поскольку между ядром и β-частицей действует сила притяжения, то скорость β-частицы быстро возрастает при ее приближении к ядру. Согласно обычной электродинамике, это влечет за собой потерю энергии путем излучения и увеличения кажущейся массы электрона.

Дарвин [8] математически исследовал влияние этих эффектов на орбиту электрона и показал, что при определенных условиях β-частица уже не высвобождается из атома, а описывает спиральную орбиту и в конце концов падает на ядро. Этот результат весьма интересен, так как может объяснить исчезновение быстрых β-частиц при прохождении через вещество. Кроме того, следует помнить, что наиболее быстрая β-частица, испускаемая радием С, обладает лишь $^1/_3$ энергии соответствующей α-частицы, тогда как средняя энергия β-частицы составляет менее $^1/_6$ энергии α-частицы. Таким образом, следует ожидать, что большие углы рассеяния β-частицы ядром должны получаться уже в тех областях, где α-частица испытывает лишь малые отклонения, т. е. в областях, где применение простой теории невозможно проверить точно. Поэтому весьма важно найти законы рассеяния β-частиц на большие углы при различных скоростях, ибо это должно осветить ряд важных вопросов строения атома. В настоящее время в нашей лаборатории поставлены эксперименты с целью детального изучения рассеяния быстрых β-частиц.

Очевидно, что, проходя вблизи электрона, β-частица может испытывать большое отклонение. Математически эта задача аналогична исследованной Дарвином задаче о близком столкновении α-частицы с атомом гелия, обладающего равной ей массой. Однако такие большие отклонения, обусловленные столкновением с электронами, должны быть сравнительно реже, нежели отклонения под действием ядра тяжелого атома.

Рассеяние в водороде

Особый интерес представляют явления, которые можно ожидать в результате прохождения α-частиц через легкие газы, например через водород и гелий. В работе Нэттола и моей [9] показано, что рассеяние α-частиц в водороде и гелии хорошо согласуется с представлением о том, что ядро водорода имеет один положительный заряд, тогда как α-частица, или гелий,—два заряда. Дарвин подробно исследовал простое рассеяние, которое должно происходить, когда α-частица проходит через водород или гелий. Необходимо лишь подчеркнуть, что, согласно ядерной теории, в результате близких столкновений с α-частицей небольшое число атомов водорода должно приобретать скорость, в 1,6 раза превышающую скорость α-частицы. Принимая во внимание, что атомы водорода имеют один положительный заряд, а α-частица — два, можно вычислить, что некоторые атомы водорода должны иметь пробег, примерно в четыре раза больший пробега α-частиц, которые эти атомы приводят в движение.

Марсден любезно провел для меня эксперименты, чтобы проверить, можно ли обнаружить присутствие таких атомов водорода. Детальное описание этих опытов появится позже. Достаточно лишь упомянуть, что Марсден получил несомненное доказательство того, что некоторые из атомов водорода приводятся в столь быстрое движение, что способны вызывать заметные сцинтилляции на экране из сернистого цинка и проходить

через водород расстояние в три или четыре раза большее, чем налетающие α-частицы. Общий метод, примененный Марсденом, состоял в следующем. Тонкая трубочка, в которой было примерно 100 *мкюри* очищенной эманации, располагалась в трубе, наполненной водородом. Сцинтилляции, вызванные α-частицами, вылетающими из трубочки, исчезали в воздухе на расстоянии около 5 *см*. Если же воздух заменить водородом, то большинство сцинтилляций пропадает примерно на расстоянии 20 *см* от источника, что соответствует пробегу α-частиц в водороде. Небольшое число сцинтилляций, однако, наблюдалось в водороде вплоть до расстояния около 90 *см*. Эти сцинтилляции были менее интенсивными, чем сцинтилляции, обусловленные α-частицами. Наблюденное число таких сцинтилляций было как раз порядка величины, предсказываемой теорией однократного рассеяния, если предположить, что ядра водорода и гелия обладают столь малыми размерами, что ведут себя как точечные заряды вплоть до расстояний 10^{-13} *см*.

По-видимому, нет сомнений в том, что сцинтилляции, наблюдаемые дальше 20 *см*, вызываются заряженными атомами водорода, приведенными в быстрое движение при близком столкновении с α-частицами. В настоящее время Марсден проводит эксперименты по определению числа атомов водорода, приведенных в движение, и зависимости этого числа от угла рассеяния.

Появление таких быстрых атомов водорода, вероятно, невозможно объяснить, не предположив, что силы отталкивания между α-частицей и атомом водорода чрезвычайно велики. Столь большие силы могут возникнуть лишь в том случае, если размеры положительных ядер так малы, что между ними возможно тесное сближение.

Размеры и строение ядра

В предыдущей работе я показал, что ядро должно обладать чрезвычайно малыми размерами, и вычислил, что в случае золота его радиус не больше $3 \cdot 10^{-12}$ *см*. Чтобы объяснить скорость, приобретаемую атомом водорода при столкновении с α-частицей, надо допустить, что центры ядер гелия и водорода, как это может быть просто вычислено (см. работу Дарвина [5]), должны сближаться на расстояние $1{,}7 \cdot 10^{-13}$ *см*. Предположим для простоты, что форма ядра сферическая, тогда ясно, что сумма радиусов ядер водорода и гелия не может быть больше $1{,}7 \cdot 10^{-13}$ *см*. Это чрезвычайно малая величина; она даже *меньше* обычно принимаемой величины диаметра электрона ($2 \cdot 10^{-13}$ *см*). Очевидно, что рассматриваемый метод позволяет получить лишь оценку максимальных размеров ядра, и вполне вероятно, что само ядро водорода может иметь еще меньшие размеры. Тем самым возникает вопрос: настолько ли мало ядро водорода, что его массу можно объяснить так же, как и массу отрицательного электрона?

Из опытов Дж. Дж. Томсона и других хорошо известно, что никогда не наблюдались носители положительного электричества с массой, мень-

шей массы атома водорода. Обнаруженные чрезвычайно малые размеры ядра водорода подтверждают предположение, что ядро водорода есть *положительный электрон* и что его масса исключительно электромагнитного происхождения. Согласно электромагнитной теории, электрическая масса сферического заряженного тела равна $^2/_3\,(e^2/a)$, где e — заряд, а a — радиус. Следовательно, если массу ядра считать исключительно электромагнитной, то радиус ядра водорода должен составлять около $^1/_{1830}$ радиуса электрона. Сейчас еще нет экспериментальных доказательств ошибочности такого предположения. Масса ядра гелия примерно в четыре раза больше массы ядра водорода. Если предположить, что положительный электрон, т. е. атом водорода,— это тот единичный элемент, из которого составлены все атомы, то следует ожидать, что атом гелия содержит четыре положительных и два отрицательных электрона.

Хорошо известно, что во многих случаях превращения радиоактивных веществ испускается атом гелия. Однако до сих пор не обнаружено ни одного случая выбрасывания атома водорода. Совместно с Робинсоном я исследовал вопрос о том, испускают ли радиоактивные вещества еще какие-нибудь заряженные атомы кроме атомов гелия и атомов радиоактивного вещества, получивших ускорение вследствие отдачи при испускании α-частиц. Эти измерения показали, что даже если такие частицы и вылетают, то их число несомненно меньше $^1/_{10000}$ числа атомов гелия. Отсюда следует, что ядро гелия — очень стабильная конфигурация, которая выдерживает интенсивные возмущения, возникающие при его выбрасывании с большой скоростью из радиоактивного атома, и что оно представляет собой, по-видимому, одну из единиц, из которых построено большинство атомов. Радиоактивные явления показывают, что атомный вес последовательных продуктов при испускании α-частицы уменьшается на четыре единицы и, как часто указывалось, атомные веса многих стабильных атомов отличаются примерно на четыре единицы.

Как будет показано впоследствии, результирующий заряд ядра определяет большинство физических и химических свойств атома. Однако масса атома зависит от числа и расположения образующих его положительных и отрицательных электронов. Поскольку эксперименты показывают, что ядро имеет очень малые размеры, то образующие его положительные и отрицательные электроны должны быть плотно упакованы. Как показал Лорентц, электрическая масса системы заряженных частиц, если частицы расположены близко одна к другой, зависит не только от числа этих частиц, но и от взаимодействия их полей. При найденных нами размерах положительных и отрицательных электронов упаковка должна быть очень плотной, чтобы создалось заметное изменение массы, обусловленное этой причиной. Этим, например, можно объяснить тот факт, что масса атома гелия не в точности равна учетверенной массе атома водорода. Но до тех пор пока ядерная теория не будет более определенно проверена, преждевременно обсуждать возможное строение самого ядра. Общая теория указывает, что ядро тяжелого атома — очень сложная система, несмотря на то, что размеры его чрезвычайно малы.

Возникает важный вопрос: содержат ли атомные ядра, которые все имеют положительный заряд, отрицательные электроны? Этот вопрос обсуждался Бором [10], который на основании радиоактивных данных сделал вывод, что β-частицы большой скорости возникают в ядре. Общие радиоактивные данные подтверждают такой вывод. Хорошо известно, что радиоактивные превращения, которые сопровождаются испусканием β-частиц большой скорости, подобно α-превращениям, не зависят от изменения в широких пределах температуры или физико-химических условий. Согласно ядерной теории, нет никакого сомнения в том, что α-частицы возникают в ядре и получают бóльшую, если не всю, часть энергии своего движения при вылете из атома. Поэтому кажется обоснованным предположение, что и β-превращения есть следствие выброса отрицательного электрона из ядра. Хорошо известно, что при превращении радия C энергия [11], высвобождаемая в форме β- и γ-излучения, составляет около $^1/_4$ энергии испущенной α-частицы. Нелегко объяснить излучение такого большого количества энергии, если считать, что она связана с системой электронов. Кажется более вероятным, что электрон с большой скоростью высвобождается из ядра и при своем вылете из атома возбуждает сильные колебания в системе электронов, что приводит к возникновению интенсивного γ-излучения и вторичных β-частиц. Факты определенно свидетельствуют о том, что многие из быстрых электронов, испускаемых радиоактивными веществами, высвобождаются из электронной системы вследствие возмущения, вызванного первичным электроном, высвобождаемым из ядра.

Заряд ядра

В результате исследования рассеяния α-частиц веществом найдено, что положительный заряд ядра примерно равен $^1/_2\,Ae$, где A — атомный вес; e — элементарный заряд. Это эквивалентно утверждению, что число внешних электронов равно приблизительно половине атомного веса, выраженного в единицах веса водорода. Интересно отметить, что такое же значение получил Баркла [12] из совершенно других данных, а именно из рассеяния X-лучей при прохождении через вещество. Этот вывод основан на теории Дж. Дж. Томсона, в которой предполагается, что каждый электрон в атоме рассеивает как независимая единица. Представляется невероятным, чтобы электроны внутри ядра вносили вклад в это рассеяние, так как они тесно связаны с положительным ядром и должны удерживаться в равновесии силами совершенно иного порядка величины, нежели силы, связывающие внешние электроны.

Из рассмотрения атомов водорода и гелия, где водород имеет один электрон, а гелий — два, очевидно, что число электронов не может быть всегда точно равно половине атомного веса. Это приводит к интересному предположению, которое высказал Ван-ден-Брок [13], что число единиц заряда ядра, а следовательно число внешних электронов, должно быть

равно номеру места, которое занимает элемент по порядку возрастания атомного веса. С этой точки зрения заряды ядер водорода, гелия и углерода должны быть соответственно равны 1, 2, 6 и т. д. для других элементов, если только мы не пропускаем каких-либо элементов. Эта точка зрения была принята Бором в его теории строения простых атомов и молекул.

Недавно это предположение получило дважды сильное подтверждение. Содди [14] указал, что последнее обобщение связи между химическими свойствами элемента и его излучением можно объяснить, предположив, что при испускании α-частицы атом теряет два положительных заряда, а при испускании электрона большой скорости — один отрицательный. Из рассмотрения последовательных продуктов трех главных радиоактивных семейств — урана, тория и актиния — следует, что некоторые радиоактивные элементы могут быть расположены таким образом, что заряд ядра уменьшается на единицу при переходе от каждого элемента к соседнему. Таким образом, представляется вероятным, что предположение Ван-ден-Брока справедливо для некоторых, если не для всех, тяжелых радиоактивных элементов. Недавно Мозли [15] привел очень ценное доказательство того, что это правило справедливо также для ряда более легких элементов. Исследуя длины волн характеристических X-лучей 12 элементов, расположенных между кальцием (атомный вес 40) и цинком (атомный вес 65,4), он показал, что изменение длины волны можно просто объяснить, предположив, что заряд ядра возрастает от элемента к элементу точно на единицу. Это справедливо также для кобальта и никеля, хотя уже давно известно, что в периодической системе элементов они занимают аномальное место. Нет причин, почему бы этот новый мощный метод анализа, заключающийся в определении частоты в характеристических спектрах X-лучей элементов, нельзя было распространить на большее число элементов. Следовательно, в ближайшем будущем можно ожидать получения дальнейших окончательных результатов.

С точки зрения ядерной теории ясно, что физические и химические свойства обычных элементов зависят главным образом от заряда ядра, так как именно он определяет число и распределение внешних электронов, от которых в основном зависят эти свойства. Как указал Бор, свойства тяготения и радиоактивности, которые не поддаются воздействию никаких физических или химических агентов, следует приписывать главным образом, если не полностью, ядру, тогда как обычные физические и химические свойства определяются числом и расположением внешних электронов. С этой точки зрения заряд ядра есть фундаментальная константа атома, тогда как масса атома может быть сложной функцией расположения структурных единиц, образующих ядро.

Следует помнить, что, согласно ядерной теории, атомы вполне могут иметь одинаковый заряд ядра, но значительно различаться по атомному весу. Проще всего это можно проиллюстрировать данными из области радиоактивности. Ниже даны атомные веса и заряды для нескольких последовательных элементов, образующихся при превращениях урана. Истин-

ный заряд ядра урана неизвестен, для простоты он принят равным 100.

Последовательные элементы	$U_1 \rightarrow$	$UX_1 \rightarrow$	$UX_2 \rightarrow$	$U_2 \rightarrow$	$Io \rightarrow$	Ra
Атомный вес	238,5	234,5	234,5	234,5	230,5	226,5
Заряд ядра	100	98	99	100	98	96

Согласно современным теориям, предполагается, что при испускании α-частицы заряд ядра уменьшается на две единицы, тогда как при испускании β-частицы он увеличивается на единицу. Из приведенных данных видно, что U_1 и U_2 имеют один и тот же заряд ядра, хотя их атомные веса различаются на четыре единицы. Если предположить, что ядро любого элемента представляет собой смесь ядер водорода с единичным зарядом и ядер гелия с двумя зарядами, то *a priori* понятно, что может существовать целый ряд атомов с одним и тем же зарядом ядра, но с различной массой. Радиоактивные данные определенно подтверждают эту точку зрения, но, вероятно, лишь немногие из таких ядер достаточно устойчивы, чтобы сохраниться в течение доступного для измерения времени.

Бор [16] обратил внимание на трудности построения атомов на основе «ядерной» теории и показал, что устойчивые положения внешних электронов не могут быть выведены из классической механики. Вводя некоторые понятия, связанные с квантом Планка, он показал, что при определенных предположениях можно построить простые атомы и молекулы (атом и молекулу водорода и атом гелия) из положительного и отрицательного ядер, которые во многих отношениях ведут себя как реальные атомы или молекулы. Хотя можно придерживаться различных мнений относительно справедливости и физического смысла допущений Бора, не подлежит сомнению, что его теории представляют большой интерес и значение для всех физиков как первая конкретная попытка построить простые атомы и молекулы и объяснить их спектры.

Манчестерский университет, Февраль 1914 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1911, May, ser. 6, **21**, 669.
2. *Geiger H., Marsden E.* Proc. Roy. Soc. A, 1909, **82**, 498.
3. *Geiger H.* Proc. Roy. Soc. A, 1910, **83**, 492.
4. *Geiger H., Marsden E.* Philos. Mag., 1913, **25**, 604.
5. *Darwin C.* Philos. Mag., 1914, **27**, 499.
6. *Wilson C. T. R.* Proc. Roy. Soc. A, 1912, **87**, 277.
7. *Crowther J.* Proc. Roy. Soc. A, 1910, **84**, 226.
8. *Darwin C.* Philos. Mag., 1913, **25**, 201.
9. *Rutherford E., Nuttall J. M.* Philos. Mag., 1913, **24**, 702.
10. *Bohr N.* Philos. Mag., 1913, **26**, 476.
11. *Rutherford E., Robinson H.* Philos. Mag., 1913, **25**, 312.
12. *Barkla C.* Philos. Mag., 1911, **21**, 648.
13. *Van den Broek A.* Phys. Z., 1913, **14**, 32.
14. *Soddy F.* Jahrb. Rad., 1913, **10**, 188.
15. *Moseley H.* Philos. Mag., 1913, **26**, 1024.
16. *Bohr N.* Philos. Mag., 1913, **26**, 476, 857.

1919

21

СТОЛКНОВЕНИЕ α-ЧАСТИЦ С ЛЕГКИМИ АТОМАМИ*

I. ВОДОРОД

§ 1

Из ядерной теории строения атома следует, что ядра легких атомов при столкновениях с α-частицами должны приводиться в быстрое движение. Рассматривая эти соударения, можно просто показать, что в результате лобового столкновения атом водорода приобретает скорость, превышающую в 1,6 раза ту скорость, которую α-частица имела до удара, причем энергия атома водорода будет составлять 0,64 энергии падающей α-частицы. Такие Н-атомы, летящие с большой скоростью, могут быть легко зарегистрированы с помощью метода сцинтилляций. Это и показал Марсден [1], обнаруживший, что прохождение α-частиц через водород вызывает многочисленные слабые вспышки на экране из сернистого цинка, помещенном намного дальше пробега α-частиц. Максимальный пробег Н-частиц, приведенных в движение α-частицами, испущенными радием С, составлял в водороде более 100 *см*, что примерно в четыре раза больше пробега в этом газе налетающих α-частиц. Найденная величина пробега хорошо согласуется со значением, вычисленным Дарвином [2] на основании теории Бора [3] о поглощении α-частиц в веществе.

В большинстве опытов Марсдена источником интенсивных α-частиц служила тонкая стеклянная трубка, содержащая очищенную эманацию радия. Трубка помещалась в закрытом сосуде на соответствующем расстоянии от экрана из сернистого цинка, промежуток заполнялся сжатым водородом. Оказалось, что, если на пути помещались поглощающие экраны, число Н-сцинтилляций убывало примерно по экспоненциальному закону, тогда как относительное поглощение, вносимое металлической фольгой, хорошо согласуется с законом, установленным Брэггом для α-частиц.

Во второй статье Марсден [4] показал, что сама трубка, служащая источником α-частиц, вызывает сцинтилляции, подобные тем, которые обусловлены водородом. Такие же результаты наблюдались и в том случае, когда вместо стеклянной трубки бралась кварцевая или когда источником излучения служила никелевая пластинка, покрытая радием С. Во всех случаях число наблюдавшихся Н-сцинтилляций, по-видимому, было слишком большим, чтобы их можно было отнести за счет присутствия

* Philos. Mag., 1919, June, ser. 6, 37, 537—561.

водорода в указанных материалах, и Марсден пришел к выводу, что водород возникает из самого радиоактивного вещества. Дальнейшие опыты были прерваны в связи с отъездом Марсдена в начале 1915 г. в Новую Зеландию, где он руководит кафедрой физики в колледже Виктория в Веллингтоне. Там, на месте, количества имевшегося радия оказалось недостаточно для продолжения наблюдений, а возвращение профессора Марсдена в Европу для прохождения военной службы также не благоприятствовало продолжению работы.

Мы видели, что во второй статье Марсдена имеется ряд указаний на то, что сами радиоактивные вещества испускают быстрые Н-атомы. Если это так, то этот результат очень важен, ибо до сих пор при радиоактивных превращениях присутствие какого-либо другого легкого элемента, кроме гелия, не обнаруживалось.

Желательно все же было провести эти эксперименты более подробно, и я в течение последних четырех лет осуществил ряд опытов в этом направлении, а также в связи с другими интересными вопросами, возникшими в ходе работы. Эксперименты, описанные в этой и следующих статьях, выполнялись очень нерегулярно, насколько это позволяли повседневные обязанности и работы, связанные с войной, а в некоторых случаях опыты на длительное время совершенно прекращались.

§ 2. Источник сцинтилляций, вызываемых активным веществом

Марсден заметил, что Н-сцинтилляций от никелевой пластинки, покрытой радием С, было значительно больше, чем от эквивалентного количества эманации (измеренное по γ-излучению), заключенной в трубку. Поэтому казалось возможным, что Н-атомы возникают при распаде радия С, так как хорошо известно, что превращение этого вещества носит аномальный характер. Для проверки предположения были проведены наблюдения над изменением числа Н-сцинтилляций от α-активной трубки сразу же, как только она наполнялась эманацией. Хорошо известно, что вначале количество радия С в такой трубке увеличивается очень медленно. Например, после наполнения трубки эманацией доля окончательного количества радия С, имеющегося в трубке через 10 *мин*, составляет лишь 2%, а через 20 *мин* достигает уже 9% [5]. Следовательно, наблюдения числа сцинтилляций в течение 10 *мин* после наполнения трубки могут определенно решить вопрос, вызываются ли сцинтилляции только радием С или возникают также от других источников α-лучей — эманации и радия А. В последнем случае число сцинтилляций через 10 *мин* должно составлять всего 2% того окончательного числа, которое достигается примерно через 3 *час*, когда радий С находится в динамическом равновесии с эманацией.

Ряд трубок для меня любезно изготовил и наполнил эманацией Танстелл. Весь процесс наполнения и установки в измерительный прибор проводился как можно быстрее, и обычно счет сцинтилляций начинался

через 4 *мин* после наполнения. Чтобы уменьшить свечение экрана из сернистого цинка под действием β-лучей, α-активная трубка устанавливалась между полюсами сильного электромагнита; экран находился на 2 *см* дальше пробега α-лучей. После некоторых предосторожностей, принятых во избежание радиоактивного «загрязнения», выяснилось, что число сцинтилляций, наблюдавшихся между 4-й и 10-й минутами, значительно превосходит то, которое следовало ожидать, если бы сцинтилляции были исключительно связаны с распадом радия С. Максимальное число сцинтилляций менялось в зависимости от толщины трубки, но наблюдавшиеся вначале сцинтилляции составляли от 20 до 40% от максимального числа, достигавшегося через 3 *час*.

Эти результаты однозначно показали, что если Н-атомы от стеклянной α-активной трубки представляют собой продукт радиоактивного распада, то они возникают не только из радия С, но также из радия А, или эманации, или же в результате распада обоих веществ. Я надеюсь в следующей статье разобрать ряд опытов, проведенных, чтобы решить вопрос о том, является ли водород продуктом превращения. Довольно трудно дать однозначный ответ на этот вопрос в силу слишком большого числа входящих в него факторов. Как будет видно из дальнейшего, число сцинтилляций, вызванных водородом, значительно больше того, которое можно было бы ожидать на основе простой теории; с другой стороны, трудно быть вполне уверенным в отсутствии примесей водорода в источнике или в поглотителях излучения. Кроме того, атомы азота и кислорода приводятся ударами α-частиц в столь быстрое движение, что вызывают сцинтилляции за пределами пробега α-частиц. Вполне вероятно, что большое число сцинтилляций от никелевой пластинки, покрытой радием С, наблюдавшееся Марсденом [4], главным образом обусловлено не Н-атомами, а быстродвижущимися атомами N и O, возникавшими в воздухе между источником и экраном.

§ 3. Источник излучения

Хотя использование α-активных трубок в качестве интенсивного источника излучения дает много преимуществ, все же эти трубки имеют и недостаток — неоднородность излучения, происходящего от трех продуктов: радия А, радия В и эманации. Кроме того, трудно сделать α-активную трубку равномерной по толщине так, чтобы ее тормозная способность была меньше 2 *см* воздуха. Поэтому я отказался от применения таких трубок и большинство опытов проводил с однородным источником излучения, состоящим из активного осадка радия. Через 20 *мин* после удаления из эманации α-лучи обусловливались исключительно радием С; они однородны, и их пробег в воздухе равен 7 *см*. Опишем кратко метод получения интенсивного источника излучения нужных размеров. Источником обычно служил круглый латунный диск, прижимавшийся к нижнему концу стеклянного запорного крана. Через смесь кислорода с эманацией,

выделявшейся из раствора радия, пропускались искры для удаления следов водорода, пока объем не уменьшался до 0,5 *см*³. Эта эманация вводилась с помощью ртутного желоба в маленький переносной насос, причем уровень ртути был на 1—2 *мм* ниже диска, который требовалось активировать. Диск через кран соединялся с отрицательным полюсом искровой цепи, а ртуть — с положительным, чтобы сконцентрировать активное вещество на поверхности диска. После двухчасовой экспозиции эманация откачивалась и активированный диск отделялся. Теоретически для получения максимальной активности экспозиция в эманации должна длиться более 3 *час*, но на практике оказалось, что бо́льшую активность дает двухчасовая экспозиция, а экспозиция в течение 24 *час* дает значительно меньшую активность. Это аномальное явление наблюдал первоначально Ратнер [6]; обусловлено это, по-видимому, переносом активного вещества от диска электричеством (электрический ветер).

Применив большое количество эманации, можно получить таким способом диск, покрытый с одной стороны радием C, α-активность которого эквивалентна 80 *мг* радия. В большинстве экспериментов активность источника составляла от 5 до 80 *мг* радия.

После удаления от крана активный диск промывался в спирте и потом около минуты нагревался в откачанной трубке внутри электрической печи примерно до 300° C. Как указал Ратнер [6], обработка в спирте значительно уменьшает потери активности в виде так называемого улетучивания; нагревание же производится с целью удаления с поверхности диска газов и эманации, окклюдированной во время экспозиции. Количество активного вещества на диске определялось с помощью стандартного электроскопа для γ-излучения. Уменьшение активности со временем известно из соответствующих кривых распада.

§ 4. Счет сцинтилляций

Систематический счет H-сцинтилляций при различных условиях — довольно трудная и утомительная задача, поэтому, пожалуй, полезно описать в общих чертах установку, наиболее подходящую и удобную для практического использования. На великолепных экранах из сернистого цинка, специально приготовленных Глю, сцинтилляции, вызванные H-атомами большой скорости, выглядели как маленькие блестящие звездочки или точки, очень похожие по форме и яркости на сцинтилляции, вызванные α-частицами на расстоянии 3 *мм* от конца пробега. Вблизи конца пробега H-атома сцинтилляции становились очень слабыми и могли наблюдаться только на темном фоне. Следовательно, действительное число, отсчитанное за 1 *мин* при неоднородном пучке H-атомов, зависит в некоторой степени от яркости фона, видимого в микроскопе. Важно, установив яркость экрана, поддерживать ее постоянной в течение всего эксперимента. Проще всего это можно обеспечить с помощью укреплен-

ной в металлической трубке лампы-«горошины» («*pea*»-*lamp*), ток через которую можно изменять. Хотя подсчет слабых сцинтилляций на темном фоне проводится легко, при этих условиях все же трудно держать глаз сфокусированным на изображении в микроскопе; глаз скоро устает, и счет сбивается. Использованный микроскоп имел увеличение около 40, видимое поле было примерно 2 *мм* в диаметре. Установлено, что такое увеличение на практике очень удобно. В дальнейших опытах были изготовлены специальные экраны из сернистого цинка: мелкие кристаллики просеивались через тонкую металлическую сетку на стеклянную пластинку, покрытую тонким слоем клеящего вещества. Эти мелкие кристаллики покрывали целиком пластинку слоем толщиной в несколько кристалликов. На таких экранах Н-сцинтилляции казались большего размера и более размытыми, по-видимому, вследствие рассеяния света при прохождении через толстый слой кристалликов; при этом счет сцинтилляций проводился легче, а слабые сцинтилляции могли быть замечены на более светлом фоне, чем при использовании обычных экранов. К тому же слой кристалликов был настолько однороден, что каждый падающий Н-атом вызывал сцинтилляцию.

Для проведения таких экспериментов требуются два наблюдателя: один для передвижения источника излучения и различных регулировок, а другой для счета сцинтилляций. До начала счета наблюдатель находится в течение получаса в темноте, чтобы глаза отдохнули, а во время всего счета в течение опыта свет должен быть только слабым. Эксперименты проводились в большой затемненной комнате, где имелась маленькая темная камера, в которую уходил наблюдатель, когда для каких-нибудь регулировок нужно было включать свет. Практически оказалось удобным считать в течение 1 *мин*, а затем делать перерыв на такое же время; запись времени и результатов велась ассистентом. Как правило, глаза уставали через час и результаты счета становились ошибочными и несогласующимися. Желательно не проводить счет более часа в день, притом опыты следует проводить только несколько раз в неделю.

При хороших условиях счетные эксперименты довольно надежны, и в разные дни получаются согласующиеся результаты. Результаты, получавшиеся моим ассистентом Кэем и мною, всегда прекрасно согласовывались, несмотря на самые разнообразные условия. Обычно мы делали так, чтобы число сцинтилляций, подлежащих счету, было около 15—40 в минуту.

§ 5. Экспериментальная установка

Для экспериментов с водородом и другими газами активный диск *D* (рис. 1) устанавливался на соответствующей высоте параллельно экрану на металлической штанге *B*, вдвигавшейся в прямоугольный латунный ящик *A* длиной 18 *см*, высотой 6 *см* и шириной 2 *см*. По обеим сторонам ящика находились металлические направляющие, соответ-

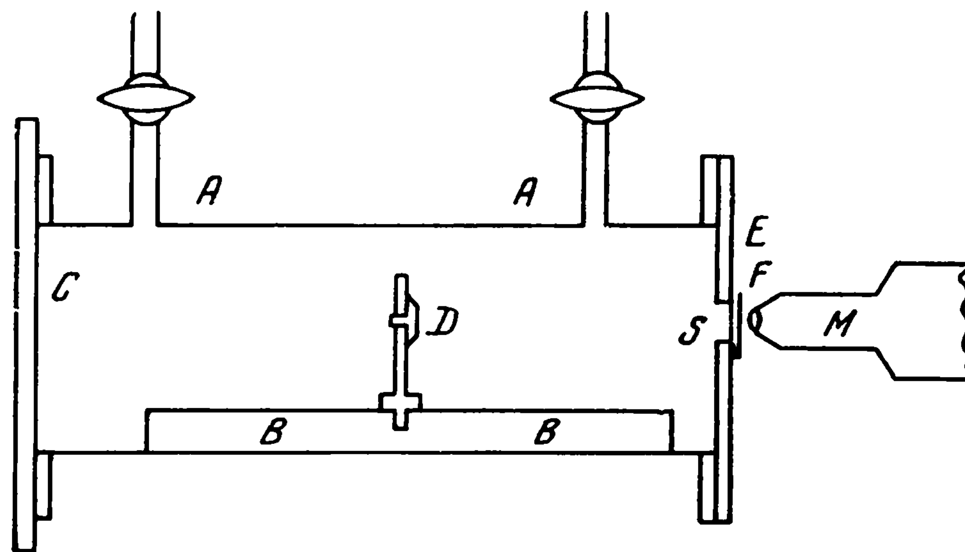


Рис. 1

ствующие расстоянию между прямоугольными полюсами большого электромагнита. Один конец закрывался шлифованной стеклянной пластинкой C, а другой — навощенной латунной пластинкой E, в центре которой имелось прямоугольное отверстие длиной 1 *см* и шириной 3 *мм*. Это отверстие закрывалось тонкой пластинкой из серебра, алюминия или железа, тормозная способность которых по отношению к α-частицам эквивалентна от 4 до 6 *см* воздуха. Экран из сернистого цинка F прикреплялся против отверстия на расстоянии 1—2 *мм* от металлической пластинки. С помощью двух кранов сосуд наполнялся исследуемым газом либо путем откачки, либо вытеснением. Расположение экрана из сернистого цинка вне прибора имеет большие преимущества, так как этим исключается загрязнение улетучивающимся активным веществом и, кроме того, между металлической пластинкой и экраном легко могут вводиться поглощающие материалы.

Источник устанавливался в латунном сосуде на необходимом расстоянии от экрана, и откачивался воздух. Пройдя через металлическую пластинку S, α-частицы попадали на экран. Возникавшее при этом хорошо заметное свечение давало возможность установить микроскоп M в центре отверстия. Диаметр поля зрения (2 *мм*) был меньше ширины отверстия (3 *мм*).

Поскольку число наблюдавшихся H-атомов в обычных условиях было более чем в 100 раз меньше числа α-частиц, то обнаружить H-атомы, вылетевшие в направлении α-частиц, можно было только в том случае, когда α-частицы задерживались поглощающими экранами. Ближе 3 *см* от экрана устанавливать интенсивный источник было невозможно, так как под действием γ-излучения и быстрых β-лучей возникало свечение, мешавшее проводить счет слабых сцинтилляций. Для отклонения β-лучей, вызывающих хорошо заметное свечение экрана, требовалось сильное магнитное поле. Обычно для этого применялось поле в 6000 *гс*.

§ 6. Сцинтилляции, обусловленные источником и поглощающими экранами

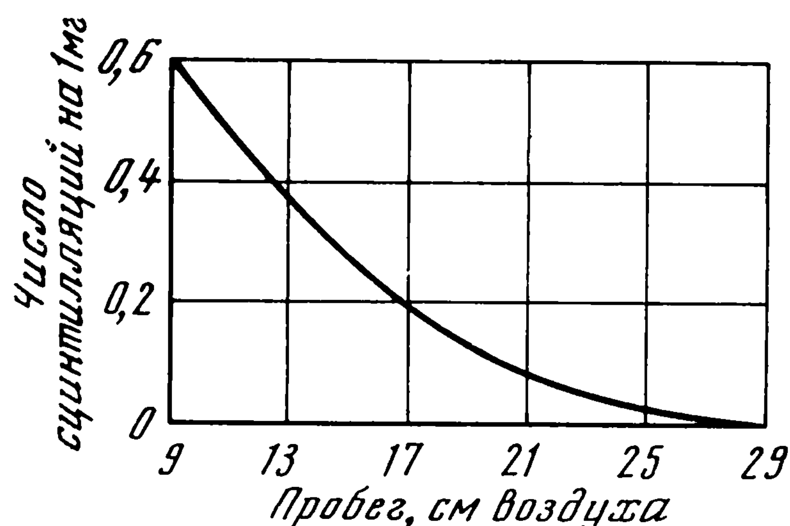


Рис. 2

В откачанном сосуде число наблюдаемых на экране сцинтилляций всегда было пропорционально активности источника. Число сцинтилляций быстро уменьшалось при изменении слоя поглощающего воздуха от 7 до 12 *см*, а затем изменение происходило более плавно и небольшое число сцинтилляций могло наблюдаться вплоть до слоя воздуха 28 *см*. Зависимость числа сцинтилляций от величины поглощения, выраженного в сантиметрах воздуха, показана на рис. 2. Эта кривая соответствует прогретому латунному источнику, находящемуся на расстоянии 3,3 *см* от экрана; непосредственно перед экраном устанавливалась прогретая серебряная пластинка, эквивалентная по тормозной способности 6 *см* воздуха.

По-видимому, эти сцинтилляции обусловлены главным образом Н-атомами, возникающими частично в источнике, а частично в поглощающих экранах. Так, тонкие слои алюминиевой фольги, помещенные вблизи источника, увеличивали число сцинтилляций. Это связано с наличием окклюдированного водорода, который может быть удален нагреванием алюминия в вакуумной печи до точки плавления. Подобные явления наблюдались при использовании серебра, но не проявлялись, когда работали с золотом. Все экраны, устанавливаемые на пути α-частиц, прогревались насколько было возможно для удаления окклюдированных газов. Это совершенно необходимо в том случае, когда требуется считать небольшое число сцинтилляций. Обычно для поглощения α-частиц использовалась серебряная пластинка. Как оказалось, в золоте нет примеси водорода, однако его нельзя ставить вместо серебра вблизи экрана вследствие заметного свечения экрана далеко за пределами пробега α-частиц. Эта особенность золота ранее отмечена Марсденом, но я был поражен величиной этого эффекта, когда использовался сильный источник излучения. Более полное изложение природы и причины этого свечения я откладываю до следующей статьи. Значительное свечение вызывала слюда; связано оно было, по-видимому, с γ-излучением. Кроме того, как и следовало ожидать, в слюде образуется большое количество Н-атомов и быстрых атомов кислорода, поэтому в экспериментах такого рода слюду не следует применять в качестве поглощающего экрана для α-частиц.

§ 7. Теория столкновения α-частиц с легкими атомами

Как будет видно позднее, число Н-атомов и их распределение по скоростям заметно отличаются от результатов, предсказываемых теоретически. Поэтому желательно прежде всего подробно обсудить результаты, которые можно ожидать на основе простых теоретических предпосылок.

Явление столкновения быстрых α-частиц с легкими атомами было разработано Дарвином [2].

α-частица: M — масса, E — заряд, v — начальная скорость, φ — угол отклонения от первоначального направления.

Легкий атом: m — масса, e — заряд, u — скорость после удара, θ — угол отклонения от первоначального направления α-частицы.

Из рассмотрения простого удара следует

$$u = 2v\frac{M}{M+m}\cos\theta, \tag{1}$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{m\sin 2\theta}{M - m\cos 2\theta}. \tag{2}$$

Если при ударе не происходит потери энергии, то, следовательно, мы должны ожидать, что $u = {}^8/_5\, v\cos\theta$ для атома водорода независимо от предположений о природе и величине сил, происходящих при ударе. Однако для вычисления числа Н-атомов, рассеянных на данный угол θ, необходимо сделать специальные предположения о величине и направлении этих сил. Считая, что эти силы возникают за счет заряда атомного ядра, рассматриваемого как точка, и что силы изменяются обратно пропорционально квадратам расстояний, Дарвин показал, что

$$p = \mu\operatorname{tg}\theta, \tag{3}$$

где p — перпендикулярное расстояние от атома до траектории начального движения α-частицы и

$$\mu = \frac{Ee}{v^2}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right).$$

Если Q α-частиц проходит по нормали через слой газа толщиной dx с N атомами в 1 *см*^{3} при нормальной температуре и давлении, то число dn Н-атомов, летящих между углами 0° и θ, определяется выражением

$$dn = Q\,N\pi p^2 dx = \pi NQ\mu^2\operatorname{tg}^2\theta dx.$$

Поскольку уменьшение скорости α-частицы при прохождении 1 *см* водорода мало, то число n Н-атомов, образующихся на 1 *см* пути, равно

$$\frac{n}{Q} = \pi N\mu^2\operatorname{tg}^2\theta. \tag{4}$$

В этом случае n/Q — доля α-частиц, рождающих Н-атомы в интервале углов от 0° до θ.

Полагая $e = {}^1/_2\, E = 4{,}77\cdot 10^{-10}$ *эл.-стад.ед.*, $v = 1{,}922\cdot 10^9$ *см/сек*, $N = 5{,}41\cdot 10^{19}$, а $e/m = 9570$ для водорода, получим

$$\mu = 9{,}27\cdot 10^{-14}$$

и

$$\frac{n}{Q} = 1{,}46 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{tg}^2\,\theta. \qquad (5)$$

Экспериментально обнаружено, что самые быстрые Н-атомы, обусловленные α-частицами, испускаемыми радием С, имеют пробег, соответствующий 28 *см* воздуха, что в четыре раза больше пробега α-частицы. Найдено, что вообще максимальный пробег Н-атомов в четыре раза больше пробега рождающей его α-частицы. Поскольку пробег α-частиц меняется пропорционально кубу их скорости, то пробег Н-атомов, по крайней мере приближенно, пропорционален кубу их скорости. Скорость Н-атома, вылетевшего под углом θ к направлению α-частицы, равна $u_0\cos\theta$, где u_0 — максимальная скорость Н-атома, а потому его пробег R определяется выражением $R/R_0 = \cos^3\theta$, где R_0 — максимальный пробег. Поскольку α-частицы падают на экран почти нормально, то, значит, Н-атомы, отклоненные на угол θ, проходят расстояние $R\sec\theta$. Следовательно, пробег R в направлении α-частицы определяется соотношением $R/R_0 = \cos^4\theta$. Подставляя значение θ в уравнение (5), находим

$$\frac{n}{Q} = 1{,}46 \cdot 10^{-6}\left(\sqrt{\frac{R_0}{R}} - 1\right).$$

Это уравнение применимо только для испускаемых радием С α-частиц, имеющих скорость v_0. Так как $p \sim 1/v^2$, то число Н-атомов пропорционально $1/v^4$. Если вспомнить, что пробег α-частицы пропорционален v^3, то, как легко видеть, для α-частицы с пробегом r выполняется соотношение

$$\frac{n}{Q} = 1{,}46 \cdot 10^{-6}\left(\frac{r_0}{r}\right)^{4/3}\left(\sqrt{\frac{R_{\max}}{R}} - 1\right),$$

где r_0 — пробег α-частицы радия С, т. е. 7 *см*, а $R_{\max}$ — максимальный пробег Н-атома, если пробег α-частицы равен r, т. е. $4r$.

Значения n/Q для различных величин R даны в табл. 1 для α-частиц с пробегом в воздухе 7, 5 и 3 *см*. Следует отметить, что Q/n соответствует числу α-частиц, необходимых для образования на 1 *см* пути в газе в среднем одного Н-атома с пробегом R или более сантиметров воздуха.

Эти результаты графически показаны на рис. 3 соответственно кривыми A, B и C для пробегов Н-атомов от 5 до 28 *см*. Как видно, кривая A примерно убывает экспоненциально между 8 и 18 *см*, уменьшаясь наполовину приблизительно при 5,3 *см*. То же можно сказать и о кривых B и C в соответствующих диапазонах пробегов. Эти кривые показывают теоретическое изменение числа Н-атомов в зависимости от пробега, которое наблюдалось бы, если бы счет Н-атомов проводился для различных толщин поглотителей.

Так как величина n/Q меньше $1/_{100\,000}$, то в данном приборе невозможно обнаружить Н-атомы с пробегом, при котором появляются многочис-

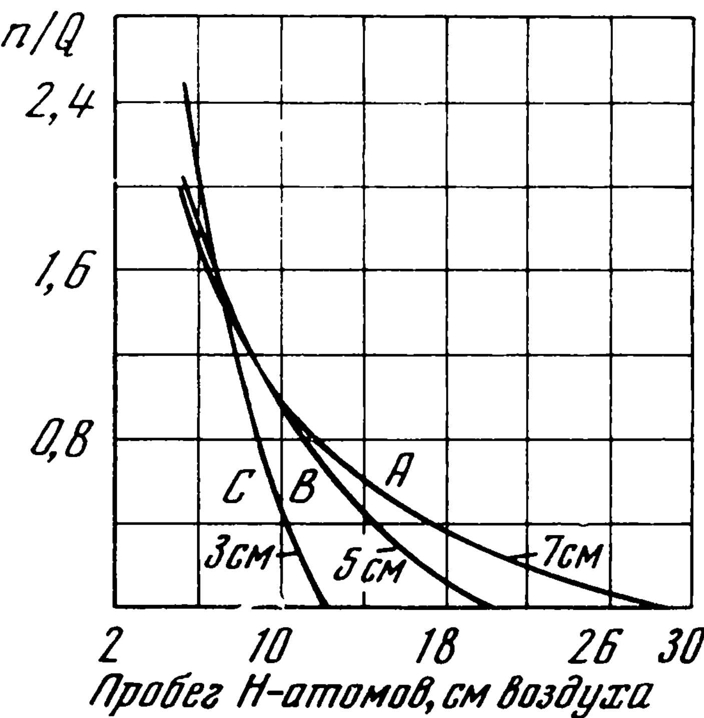


Рис. 3

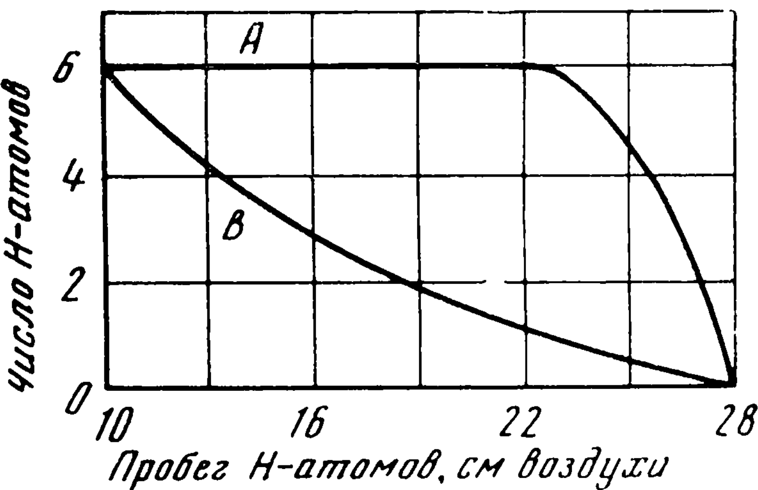


Рис. 4

ленные α-частицы. Поэтому нельзя сравнить теорию с экспериментом в области коротких пробегов, для которых приведены вычисленные значения. Из рис. 3 видно, что, хотя число Н-атомов для коротких пробегов возрастает быстро с уменьшением пробега α-частицы, все три кривые имеют приблизительно одни и те же ординаты для пробега Н-атомов 6,5 *см*.

Таблица 1

Пробег α-частиц					
7 *см*		5 *см*		3 *см*	
Пробег R Н-атомов, *см*	$n/Q, \times 10^{-6}$	Пробег R Н-атомов, *см*	$n/Q, \times 10^{-6}$	Пробег R Н-атомов, *см*	$n/Q, \times 10^{-6}$
1	6,3	1	7,9	1	11,1
2	4,0	2	4,9	2	6,5
4	2,8	4	2,8	3	4,5
7	1,46	7	1,53	4	3,3
10	0,98	10	0,95	5	2,5
14	0,60	14	0,45	6	1,9
18	0,34	16	0,27	8	1,0
22	0,19	18	0,12	10	0,4
24	0,12	20	0	12	0
26	0,05				
28	0				

§ 8. Поглощение Н-атомов

Источником α-частиц служил латунный диск, покрытый радием С только в центральной части для уменьшения излучающей поверхности. Первоначальная γ-активность диска была эквивалентна примерно 10 *мг*

радия. Экран из сернистого цинка устанавливался параллельно диску в приборе, показанном на рис. 1, на расстоянии 3,3 *см* от источника. Отверстие в конце ящика было закрыто прогретой серебряной пластинкой, поглощение α-частиц в которой было эквивалентно 5,8 *см* воздуха; весь прибор после откачки наполнялся сухим водородом при атмосферном давлении. Соответствующие поглощающие экраны из алюминиевой фольги вставлялись между серебряной пластинкой и экраном, и затем проводился счет сцинтилляций.

Полученные результаты изображены на рис. 4 (кривая A); по оси ординат отложено число сцинтилляций в произвольных единицах, а по оси абсцисс — толщина поглощающего вещества, выраженная в сантиметрах воздуха для α-частиц. При этом учитывалось поглощение в серебряной пластинке и в водороде. Поглощение в водороде считалось эквивалентным 8 *мм* воздуха ($^1/_4$ длины пути α-частиц в водороде). Поправки на естественные сцинтилляции от источника и серебряной пластинки были незначительны.

Как видно, число сцинтилляций в диапазоне толщин поглощающего слоя от 9 до 19 *см* воздуха постоянно [1]. При еще большем поглощении начинается медленное уменьшение числа Н-атомов, которое затем быстро спадает вблизи конца кривой. Сцинтилляции не наблюдались при поглощении, большем 28 *см*, т. е. для пробега в четыре раза больше пробега α-частицы, испущенной радием С.

Форма кривой поглощения совершенно отлична от теоретической. На рис. 4 теоретическая кривая B вычислена на основании полученных в § 7 результатов; ординаты кривых A и B приравнены при толщине поглощения 10 *см*. Согласно теории, между 9 и 19 *см* число сцинтилляций должно уменьшиться от 100 до 28.

Эта особенность кривой поглощения замечается только для длиннопробежных α-частиц. На рис. 5 показаны кривые поглощения для начальных пробегов α-частиц 7; 6,6; 6,1; 5,7; 4,8 и 3,9 *см*. Пробег уменьшался за счет установки около источника золотых или алюминиевых экранов с известной тормозной способностью. Даже с уменьшением пробега от 7 до 6 *см* на кривой поглощения уже видно заметное уменьшение числа Н-атомов при увеличении толщины поглотителя, и эта зависимость становится намного заметнее при уменьшении пробега налетающих α-частиц от 6 до 3 *см*.

Кривые поглощения для пробегов от 5,7 до 3,9 *см* очень похожи по форме на теоретические кривые. Например, на кривой F для α-частиц с начальным пробегом 3,9 *см* число Н-частиц уменьшается до $^1/_2$, $^1/_4$, $^1/_8$ для поглощений в 2,4; 4,0 и 5,5 *см* соответственно. Эти величины хорошо согласуются с вычисленными значениями 2,8; 5,0 и 6,4 *см*. Согласие

[1] Следует отметить, что для примененных расстояний ширина сосуда (см. рис. 1) была достаточной, чтобы обеспечить правильное среднее распределение Н-атомов по скоростям, соответствующее расположению источника в центре сферы.

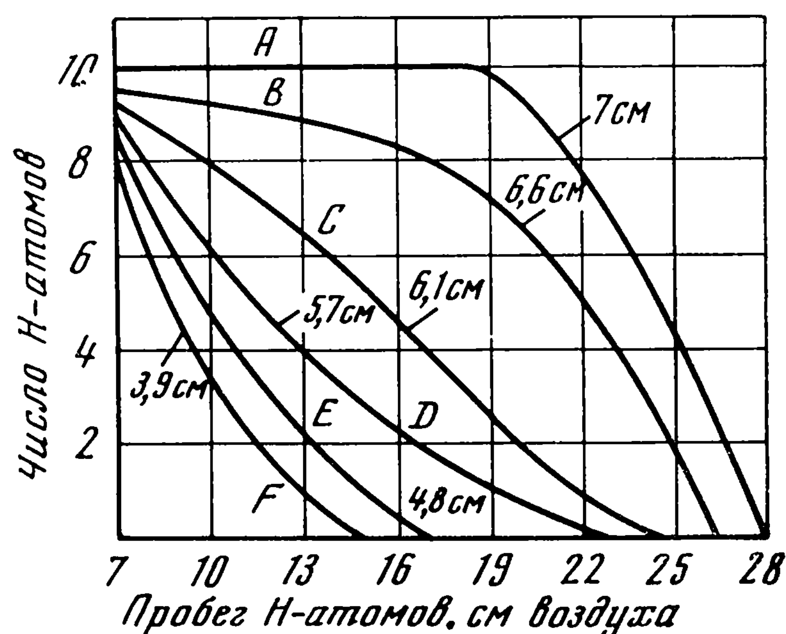


Рис. 5

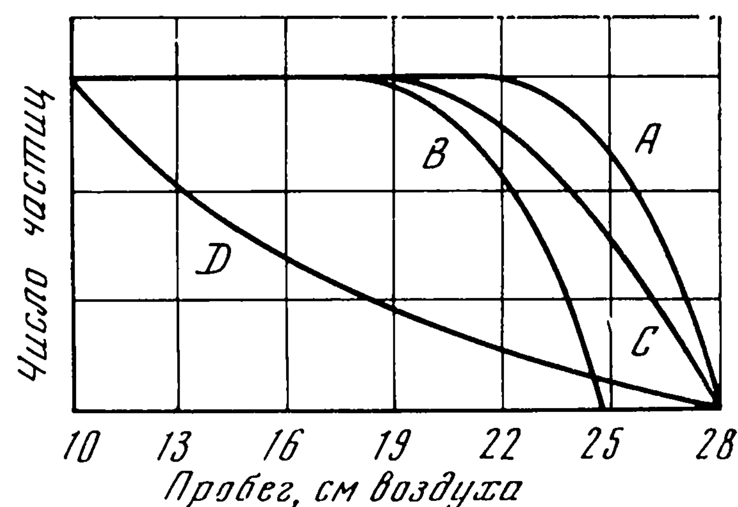


Рис. 6

получается еще лучшим, если мы возьмем *средний* пробег α-частиц, действующих на водородный столб, т. е. 3,9—0,4 = 3,5 *см*. Вычисленные значения тогда соответственно равны 2,3; 4,2 и 5,0 *см*.

Перейдем к интерпретации аномальной кривой поглощения для пробега 7 *см* (кривая *A*). Эта кривая очень похожа на ту, которую следовало ожидать, если бы атомы водорода выбрасывались главным образом в направлении α-частиц, и все с одинаковой скоростью. Действительно, кривая поглощения для пучка Н-атомов очень похожа по форме на соответствующую кривую для пучка однородных α-лучей, испущенных радием С.

Хорошо известно, что число α-частиц, подсчитанных по методу сцинтилляций в однородном пучке α-лучей, испущенных радием С, остается постоянным при изменении пробега от 0 до 6 *см*, а затем быстро спадает до нуля на последнем сантиметре пробега. Этот концевой эффект обычно приписывают рассеянию α-частиц при их прохождении через поглощающее вещество. Если Н-частицы состоят из Н-атомов, несущих единичный положительный заряд e, и вылетают со скоростью $u = 1{,}6\ v$, где v — скорость α-частицы, то среднее угловое рассеяние на расстоянии 1 *см* должно быть пропорционально величине e/mu^2 и, таким образом, должно составлять 0,78 рассеяния α-частицы с тем же пробегом. Так как пробег Н-атомов в четыре раза больше пробега α-частицы, то среднее угловое рассеяние Н-атомов до поглощения должно быть примерно в $2 \cdot 0{,}78 = 1{,}56$ раза больше рассеяния α-частицы. Отсюда следует, что уменьшение числа Н атомов в однородном пучке должно начинаться примерно при 6 *см* от конца максимального пробега, а именно 28 *см*.

Эта теоретическая кривая показана на рис. 6 (кривая *A*). Учитывая, что тормозная способность слоя водорода для α-лучей соответствует 8 *мм* воздуха, получаем, что кривая поглощения для Н-атомов, обусловленных α-частицами с пробегом 6,2 *см*, имеет максимальный пробег 24,8 *см*. Соответствующая кривая поглощения на рис. 6 представлена кривой *B*. Промежуточная кривая *C* соответствует распределению, ожидаемому для водородного слоя, в предположении, что все Н-атомы вылетают в направлении

α-частиц со скоростью, пропорциональной скорости α-частицы в каждой точке водородного слоя.

Эта теоретическая кривая *C* очень похожа во всех отношениях на экспериментальную кривую (кривая *A* на рис. 4) и тем самым показывает, что Н-атомы, образующиеся в тонкой пленке водорода, имеют примерно одинаковые скорости и выбрасываются вперед в направлении бомбардирующих α-частиц.

Отсюда не следует, что направление Н-атомов совпадает с направлением α-частиц, но среднее отклонение не может быть больше 10 или 15°. При угле отклонения θ пробег Н-атома в направлении α-частиц равен $R_{\max} \cos^4 \theta$. Величина $\cos^4 \theta$ равна 0,94 для угла 10°, 0,87 — для 15° и 0,78 — для 20°. При среднем значении угла $\theta = 20°$ уменьшение числа Н-атомов началось бы примерно при 13 *см*, а не при 19 *см*.

Следует предположить, что средний угол отклонения быстро увеличивается с уменьшением скорости α-частицы. По крайней мере частично с этим связана сильная зависимость формы кривой поглощения от скорости α-частицы.

Действительный средний угол отклонения Н-атомов определить непосредственно трудно, так как Н-атомы значительно рассеиваются при прохождении через необходимый для задерживания α-частиц минимальный слой воздуха в 7 *см* или соответствующий слой других поглощающих веществ.

Вряд ли приходится сомневаться в том, что если бы пленка водорода была подвергнута воздействию α-частиц с большей, чем у радия С, начальной скоростью, то получился бы почти однородный пучок Н-атомов, движущийся почти в том же направлении, что и α-частицы.

§ 9. Зависимость числа Н-атомов от скорости α-частиц

Для уменьшения скорости α-частиц вертикальный источник в приборе, изображенном на рис. 1, полностью закрывался слоями золотой фольги различной толщины, тормозная способность которых в единицах воздушного слоя тщательно измерялась. Расстояние между источником и экраном было 3,3 *см*; прибор наполнялся водородом при атмосферном давлении. Во избежание образования Н-атомов в промежутке между источником и фольгой золотые листочки плотно прижимались к источнику. Число Н-частиц определялось после прохождения через поглотители известной тормозной способности. Результаты приведены в табл. 2 (все пробеги выражены в *см* воздуха).

В последнем столбце приведены относительные числа Н-атомов, ожидаемые по простой теории (см. § 7), если учесть максимальный пробег Н-атомов и толщину проходимого ими поглотителя. Так как число Н-атомов для соответствующих пробегов изменяется обратно пропорционально четвертой степени скорости α-частиц, т. е. обратно пропорционально величине эффективного пробега α-частиц в степени $^4/_3$, то число Н-атомов должно

Таблица 2

Поглощение золотой фольги, *см*	Начальный пробег α-лучей, *см*	Поглощение между источником и экраном с учетом водорода, *см*	Число Н-атомов	
			наблюденное	вычисленное
0	7,0	8,3	100	100
1,7	5,3	8,3	77	103
2,5	4,5	7,5	51	119
3,3	3,7	6,6	25	139
4,0	3,0	6,6	5	128

увеличиваться с уменьшением скорости падающих α-частиц. Однако наблюденные числа вместо возрастания с уменьшением скорости α-частиц вначале спадают медленно, а потом при пробегах от 3,5 до 3,0 *см* — спадают очень быстро.

В этих экспериментах интенсивность Н-излучения уменьшалась при прохождении через поглощающее вещество, эквивалентное 6,6 *см* воздуха. Чтобы уменьшить это поглощение, была проведена другая серия опытов, в которой серебряная пластинка с тормозной способностью 5,8 *см* заменялась алюминиевой с тормозной способностью 3,7 *см*. Вместо золотой фольги для уменьшения скорости α-частиц использовалась алюминиевая фольга, помещенная непосредственно возле источника. Чтобы освободить алюминиевую фольгу насколько возможно от водорода, ее нагревали в вакууме. Полученные с алюминиевым поглотителем результаты очень похожи на полученные с золотой фольгой. Наличие многочисленных Н-атомов наблюдалось для α-частиц, имеющих пробег 2,5 *см*; для α-частиц с пробегом 2 *см* число Н-атомов оказалось невелико и находилось лишь на границе возможности точного измерения. В последнем случае фактическое число Н-атомов было меньше, чем наблюдалось для α-частиц с пробегом 3 *см*. Эксперименты при небольших пробегах довольно затруднительны, так как необходимо учитывать Н-сцинтилляции, вызванные поглощающим веществом и источником. Они присутствуют всегда, и число этих сцинтилляций сравнимо с числом сцинтилляций, возникающих за счет присутствующего в приборе водорода. Хотя результаты показывают, что в условиях опыта число Н-атомов становится относительно малым для пробегов α-частиц между 2 и 3 *см*, однако нельзя однозначно сказать, что это число спадает до нуля при меньших скоростях α-частиц. Мы не смогли продолжить наблюдения на этой установке при поглощениях, меньших 7 *см* воздуха, и поэтому не имеем данных о числе Н-атомов с пробегом, меньшим 7 *см*.

Кривые поглощения для Н-атомов, образующихся под действием α-частиц различных скоростей, уже приведены в § 8.

§ 10. Число Н-атомов

Мы уже указывали, что число Н-атомов значительно больше того, что следовало ожидать на основании простой теории. Важно определить это число как можно точнее, так как оно дает нам существенную информацию о природе столкновения. Использовался прибор, показанный на рис. 1. На серебряную пластинку с тормозной способностью около 6 *см* накладывалась толстая медная пластинка с отверстием диаметром 1,02 *мм*, а экран из сернистого цинка устанавливался на расстоянии 1 *мм*. Даже с учетом возможного рассеяния все Н-атомы, прошедшие через отверстие, могли быть подсчитаны с помощью микроскопа, имеющего поле зрения диаметром 2,0 *мм*. Источник представлял собой часть маленькой полусферы, внешняя сторона которой была активной; устанавливался источник на расстоянии 2,85 *см* от края сосуда. Промежуточное пространство наполнялось водородом при атмосферном давлении. Начальная γ-активность источника соответствовала примерно 10 *мг* радия.

Для этих экспериментов был приготовлен специальный экран из сернистого цинка; эффективность возникновения в нем сцинтилляций составляла около 90%. В результате трех независимых, согласующихся между собой измерений было найдено, что при нормальных температуре и давлении для водорода число падающих на экран Н-атомов соответствует 5,1 в 1 *мин* на 1 *мг* активности (с учетом 90% эффективности экрана).

Пусть l — длина пути α-частицы в водороде (в *см*); A — площадь отверстия в *см*^{2}; n — число α-частиц, испускаемых 1 *мг* радия в 1 *сек*; ρ — доля α-частиц, образующих один Н-атом на 1 *см* пути в водороде при нормальных давлении и температуре. Тогда очевидно, что число Н-атомов, падающих в 1 *сек* на площадь $A = 5{,}1/60 = \rho A\, ln/4\pi l^2$. Полагая $l = 2{,}85$ *см*, $A = 0{,}84$ *мм*^{2}, $n = 3{,}72 \cdot 10^7$, находим $\rho = 9{,}7 \cdot 10^{-6}$, или, округляя, $\rho = 10^{-5}$.

Эта величина получена для полного поглощения на пути Н-атома, соответствующего примерно 15 *см* воздуха, но, как мы уже видели, в условиях эксперимента число атомов не меняется заметно в диапазоне поглощений от 9 до 19 *см*. В § 7 было показано, что число Н-атомов, ожидаемое на основании простой теории, равно $0{,}98 \cdot 10^{-6}$ при поглощающем слое 10 *см* и $0{,}31 \cdot 10^{-6}$ — при 19 *см*. Таким образом, для поглощения 10 *см* наблюдаемое число Н-атомов в 10 раз больше теоретического, а для 19 *см* — в 31 раз.

Пользуясь полученным результатом, что одна из 10^5 α-частиц рождает один Н-атом на 1 *см* пути в водороде, легко вычислить максимальное расстояние направления полета α-частиц от центра атома водорода в том случае, когда образуется атом с большой скоростью.

Если p — расстояние по перпендикуляру, а N — число Н-атомов в 1 *см*^{3} при нормальных давлении и температуре, то $\pi p^2 N = 10^{-5}$. Полагая $N = 2 \cdot 2{,}705 \cdot 10^{19}$, имеем $p = 2{,}4 \cdot 10^{-13}$ *см*, или в среднем одна α-частица, испущенная радием С с пробегом 7 *см*, образует Н-атом тогда, когда рас-

стояние по перпендикуляру из центра Н-атома на направление ее пути равно или меньше $2{,}4\cdot 10^{-13}$ *см*. Следует напомнить, что вычисления проводились для α-частиц с пробегом 7 *см*, когда Н-атомы главным образом вылетают в направлении падающих α-частиц с пробегом, не меньшим 19 *см* воздуха, т. е. со скоростью, сравнимой с максимальной скоростью Н-атома. Как уже было показано, распределение скоростей в случае α-частиц с более коротким пробегом совершенно иное, хотя действительное число во всех случаях значительно превосходит величину, вычисленную на основе простой теории.

§ 11. Степень приближения α-частиц к ядру водорода

Из приведенных экспериментальных результатов следует, что число и распределение Н-частиц значительно отличается от вычисленных в предположении, что α-частицы и Н-атомы можно рассматривать как точечные ядра, имеющие заряд $+2e$ и $+e$ соответственно, и что развивающиеся при близких столкновениях силы значительно отличаются по величине и, повидимому, по направлению от сил, ожидаемых на основании простой теории.

Чтобы выяснить вопрос о величине действующих сил, рассмотрим следующий случай. Предположим, что на расстояниях между центрами сталкивающихся атомов больших, чем D, силы определяются по простой теории, а при увеличении расстояния силы взаимодействия ядер быстро возрастают по другому закону и что все столкновения, происходящие на расстояниях, меньших D, приводят к образованию Н-атомов с большой скоростью; в случае α-частиц, испущенных радием С, с пробегом 7 *см* направление их полета совпадает примерно с направлением α-частицы.

Дарвин [2] показал, что апсидальное расстояние D между α-частицей и Н-атомом на основании простой теории выражается следующим образом:

$$D = \frac{\mu v_0^2}{v^2}(1 + \sec\theta),$$

где $\mu = \frac{Ee}{v_0^2}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right) = 9{,}27\cdot 10^{-14}$ для α-частиц с максимальным пробегом 7 *см*; θ — угол отклонения Н-атома; v_0 — скорость α-частицы, испущенной радием С. В тех же самых обозначениях формула (3) (стр. 254) примет вид

$$p = \mu\frac{v_0^2}{v^2}\operatorname{tg}\theta.$$

Исключая θ из этих двух уравнений, получим

$$p^2 = D\left(D - 2\mu\frac{v_0^2}{v^2}\right).$$

В § 9 мы уже видели, что для α-частиц с пробегом 7 *см* величина $p=2{,}4\cdot 10^{-13}$. Подставляя это значение p и полагая $v = v_0$, найдем соответствующее значение $D = 3{,}5\cdot 10^{-13}$ *см*. Как будет видно дальше, все соударения, для которых D по простой теории больше этой величины, приводят к возникновению Н-атомов, скорость которых слишком мала для их обнаружения. Следовательно, можно сделать вывод, что все столкновения, для которых D равно или меньше $3{,}5\cdot 10^{-13}$ *см*, приведут к образованию Н-атомов высоких скоростей.

Интересно при тех же самых предположениях рассмотреть, как должно меняться число Н-атомов в зависимости от скорости падающих α-частиц. Из приведенного выше уравнения видно, что $p=0$ при $D = 2\mu \frac{v_0^2}{v^2}$.

Подставляя величину $D = 3{,}5\cdot 10^{-13}$ и $\mu = 9{,}27\cdot 10^{-14}$, получим $v_0/v = 1{,}89$. Пробег α-частиц со скоростью v равен 2,7 *см*. Этот результат означает, что α-частицы с пробегом, меньшим 2,7 *см*, взаимодействующие по законам простой теории, не в состоянии приблизиться к ядру атома водорода на расстояние меньше критической величины D.

Так как число образующихся Н-атомов пропорционально величине p^2, то

$$\frac{\text{Число Н-атомов со скоростью } v}{\text{Число Н-атомов со скоростью } v_0} = \frac{D - 2\mu\,(v_0^2/v^2)}{D - 2\mu}.$$

Подставляя значения D, μ, v_0/v, можно найти относительные числа Н-атомов при различных значениях v:

Пробег падающих α-частиц, *см*	7	6	5	4	3,5	3,0	2,7
Относительное число Н-атомов	100	88	72	50	35	15	0

Ранее уже отмечалось, что наблюденное число Н-атомов быстро убывает для пробегов от 3 до 2 *см*; этот результат, вообще говоря, согласуется с данными вычислениями. Нельзя, однако, ожидать полного согласия теории и эксперимента, ибо в теории предполагается, что при апсидальном расстоянии D происходит внезапное изменение амплитуды и направления действующих сил — условие, физически невозможное. Можно сделать вывод, что наблюдаемое изменение числа Н-атомов со скоростью не противоречит той точке зрения, что силы между соударяющимися атомами быстро возрастают при значениях $D < 3{,}5\cdot 10^{-13}$ *см*.

На основании известных значений D и μ можно вычислить значение θ, т. е. угол отклонения Н-атома при соударении на апсидальном расстоянии $D = 3{,}5\cdot 10^{-13}$ *см*. Для α-частиц с пробегом 7 *см* $\theta = 69°$; соответствующий эффективный пробег Н-атома составляет $28 \cos^4\theta$, или 4,6 *мм*. Таким образом, ясно, что при сделанных предположениях ни один атом, для которого $D > 3{,}5\cdot 10^{-13}$, не может быть обнаружен в условиях данного эксперимента.

Основные результаты согласуются с той точкой зрения, что силовое поле между α-частицей и ядром водорода резко изменяется по величине и, возможно, по направлению, когда ядра сближаются на расстояние меньше $3{,}5 \cdot 10^{-13}$ *см*.

12. Сводка результатов

1. Исследовано образование быстродвижущихся атомов водорода, возникающих при тесных столкновениях между α-частицами и атомами водорода; источником однородного излучения служил радий С. При таких тесных столкновениях, когда ядра сближаются на расстояние меньше $3 \cdot 10^{-13}$ *см*, число и распределение Н-атомов совершенно отличаются от тех, которые могут быть вычислены в предположении, что ядра можно считать точечными зарядами, расталкивающимися по закону обратных квадратов.

2. Н-атомы, образующиеся под действием быстрых α-частиц с пробегом 7 *см*, вылетают вперед главным образом в направлении α-частиц с почти одинаковой скоростью.

3. Распределение Н-атомов по скоростям становится все более и более неоднородным по мере уменьшения скорости α-частиц. Для α-частиц с пробегом, меньшим 4 *см* воздуха, распределение и поглощение Н-атомов находятся в удовлетворительном согласии с простой теорией, хотя наблюденные числа атомов больше, чем вычисленные теоретически.

4. Под действием α-частиц с пробегом 7 *см* образуется в 30 раз большее число быстрых Н-атомов, чем это следует из теории. Число атомов быстро спадает при пробегах α-частиц между 3 и 2 *см*. В среднем 10^5 α-частиц образуют при прохождении в 1 *см* водорода лишь один быстрый атом водорода.

5. Вычислено, что все α-частицы с пробегом 7 *см*, пролетающие от центра ядра водорода на расстоянии по перпендикуляру, меньшему $p = 2{,}4 \cdot 10^{-13}$ *см*, образуют быстрые Н-атомы. Соответствующее апсидальное расстояние составляет около $3{,}5 \cdot 10^{-13}$ *см*.

6. Как обнаружил Марсден, радиоактивный источник испускает атомы водорода. Наблюденное число мало, и трудно решить, возникают ли эти Н-атомы в результате радиоактивного превращения или от окклюдированного в источнике водорода.

Обсуждение результатов

В ядерной теории атома предполагается, что заряженное ядро имеет столь малые размеры, что может рассматриваться как точечный заряд для расстояний порядка 10^{-11} *см*. Правильность этой точки зрения в случае водорода в сильной степени поддерживается значительным успехом Бора и его последователей в объяснении на основании этого предположения спектра водорода. Эксперименты Гейгера и Марсдена [7] по рассеянию

α-частиц на большие углы тяжелыми атомами, например золотом, показали, что ядро атома золота можно рассматривать как точечный заряд для расстояний порядка $3{,}0 \cdot 10^{-12}$ *см* и что закон обратных квадратов для таких расстояний справедлив в пределах экспериментальных ошибок. В данных экспериментах по столкновению частиц с атомами водорода атомные ядра сближаются еще больше, на расстояние порядка $3 \cdot 10^{-13}$ *см*. Следовало ожидать, что для столь малых расстояний (порядка диаметра электрона) структура ядра гелия не может более считаться точечной, что и подтверждается экспериментом. Подобное заключение никоим образом не ослабляет ядерной теории, как это обычно предполагается. Исследование действующих вблизи ядра сил имеет важное значение для определения его истинных размеров.

Из приведенных в статье результатов ясно, что близкое столкновение α-частицы и атома водорода происходит чрезвычайно редко. Только одна из 100 000 α-частиц на пути в водороде при нормальных температуре и давлении приводит к возникновению Н-атома большой скорости, хотя на том же расстоянии α-частица в среднем проходит через сферу действия около 100 000 молекул водорода. Так что лишь в одном из 10^9 столкновений с молекулами α-частица проходит столь близко от ядра, что образуется быстрый Н-атом. Несомненно, намного большее число Н-атомов приходит в сравнительно медленное движение за счет менее прямых столкновений, но эти Н-атомы нельзя обнаружить за пределами пробега α-частицы.

Очевидно, что при таких близких столкновениях каждый атом водорода в любой сложной молекуле действует как независимая единица, и потому быстрые Н-атомы будут высвобождаться α-частицами из любого вещества, содержащего свободный или связанный водород. Это полностью подтверждается экспериментом.

При поисках объяснения этих необычных результатов необходимо помнить два наиболее значительных факта: 1) Н-атомы, образующиеся под действием α-частиц с пробегом, большим 6 *см*, вылетают главным образом в направлении α-частиц и с небольшим разбросом по скоростям; 2) число таких быстрых Н-атомов намного превышает теоретическое значение, вычисленное на основании простой теории точечных зарядов.

Если мы будем считать, что атомные ядра при столкновении взаимодействуют как точечные заряды, никаких успехов в объяснении мы не добьемся, даже если предположим, что ядра переносят бóльшие свободные заряды, чем это обычно предполагается. Так можно объяснить увеличение числа Н-атомов со всеми скоростями, но нельзя объяснить указанного выше первого факта.

Если же мы предположим, что центральные силы убывают быстрее, чем по закону обратных квадратов, то доля быстрых атомов относительно возрастет. Это может быть выведено из приведенных Дарвином [2] вычислений для закона обратных кубов, и нетрудно видеть, что это относительное возрастание частиц большой скорости становится тем более заметно,

чем быстрее убывает с расстоянием центральная сила. Во всех случаях, однако, пучок H-атомов должен быть весьма неоднороден при всех скоростях налетающей α-частицы. Итак, по-видимому, ясно, что никакая теория простых центральных сил не в состоянии объяснить опытные факты.

Этот вывод не столь неожидан, так как мы имеем достаточно оснований предполагать, что α-частица имеет сложную структуру и состоит, видимо, из четырех ядер водорода и двух отрицательных электронов [8]. Если для простоты предположить, что ядро водорода взаимодействует на рассматриваемых расстояниях как точечный заряд, все равно мы имеем сложную систему около ядра α-частицы.

Мы знаем, что аномальные эффекты в водороде начинают проявляться, когда два ядра приближаются на расстояние $3 \cdot 10^{-13}$ *см*. Гейгер и Марсден показали, что рассеяние α-частиц при прохождении через атом тяжелого элемента, например золота, согласуется в пределах ошибок эксперимента с законом обратных квадратов, причем при лобовом столкновении ближайшее расстояние составляет $3 \cdot 10^{-12}$ *см*, что примерно в 10 раз больше расстояния при тесном столкновении α-частицы с атомом водорода. Кажется существенным тот факт, что в последнем случае наименьшее расстояние между ядрами примерно то же, что и диаметр отрицательного электрона, т. е. $3{,}6 \cdot 10^{-13}$ *см*. Наблюдаемые эффекты сходны с теми, которые следовало ожидать, например, для ядра гелия, если его считать заряженным диском с радиусом $3 \cdot 10^{-13}$ *см*; плоскость его перпендикулярна направлению движения. Ясно, что размеры ядра гелия должны иметь величину именно такого порядка.

Если ядра гелия состоят из двух электронов и четырех ядер водорода, то следует ожидать, что вокруг ядра будет сложное силовое поле, быстро изменяющееся по величине и направлению на расстояниях порядка диаметра электрона. Не зная детальной структуры ядра, можно лишь делать различные предположения о величине и направлении действия сил вблизи него. Учитывая, однако, колоссальную отталкивающую силу при столкновении между двумя положительными ядрами на расстоянии $3 \cdot 10^{-13}$ *см* (около 5 *кг* — по закону обратных квадратов), следует ожидать, что не только структура сложного ядра гелия должна деформироваться, но и сам электрон может претерпевать сильные деформации под действием интенсивных электрических сил. Если такая деформация электрона возможна, то нетрудно в общем виде показать, что силы при столкновении между ядрами могут чрезвычайно сильно изменяться вблизи ядра, причем отталкивание может даже быстро превратиться в притяжение. Таким путем можно объяснить экспериментально наблюдаемые факты, включая вылет атомов в направлении α-частиц и увеличение их числа по сравнению с предсказаниями теории.

Можно, конечно, предположить, что независимо от деформации действующие силы на самом деле на малых расстояниях не подчиняются закону обратных квадратов. Однако, поскольку закон обратных квадратов, по-видимому, справедлив (по крайней мере приблизительно) для положи-

тельных зарядов вплоть до расстояний $3 \cdot 10^{-12}$ *см*, проще предположить, что быстрое изменение величины и направления силы вблизи ядра обусловлено деформацией структуры ядра и его составных частей. Принимая во внимание огромные силы, развивающиеся при таких столкновениях, даже распад ядра гелия не может оказаться неожиданным. Однако до сих пор такого распада не наблюдалось, что свидетельствует о чрезвычайной устойчивости структуры ядра гелия.

В следующей статье будет показано, что наблюденные в водороде аномальные явления обнаруживаются также при столкновении быстрых α-частиц с атомами азота и кислорода, и примерно при тех же расстояниях между ядрами.

Я благодарю Кэя за помощь при счете и во всей экспериментальной части работы.

Манчестерский университет, апрель 1919 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Marsden E.* Philos. Mag., 1914, **27**, 824.
2. *Darwin C.* Philos. Mag., 1914, **27**, 499.
3. *Bohr N.* Philos. Mag., 1913, **25**, 10.
4. *Marsden E.* Philos. Mag., 1915, **30**, 240.
5. *Rutherford E.* Radioactive substances and their radiations, p. 499.
6. *Ratner.* Philos. Mag., 1917, **34**, 429;. 1918, **36**, 397.
7. *Geiger H.*, *Marsden E.*, Philos. Mag., 1913, **25**, 604.
8. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1914, **27**, 488.

22

СТОЛКНОВЕНИЕ α-ЧАСТИЦ С ЛЕГКИМИ АТОМАМИ*

II. СКОРОСТЬ АТОМОВ ВОДОРОДА

В первой статье [1] речь шла о числе Н-атомов, образующихся под действием α-частиц, и об их поглощении веществом. При этом неявно предполагалось, что наблюдаемые в водороде длиннопробежные сцинтилляции обусловлены быстрыми атомами водорода, пришедшими в движение в результате близких столкновений с α-частицами. Это подтверждается тем фактом, что пробег таких атомов находится в хорошем согласии с величиной, вычисленной Дарвином на основании теории Бора о поглощении заряженных частиц.

Однако, приняв во внимание значительные силы, развивающиеся при подобных столкновениях, и возможность разрушения структуры ядер, участвующих в столкновениях, желательно экспериментально определить массу и скорость этих летящих атомов и сравнить с результатами теории столкновений. Такое измерение представляется тем более необходимым, что в яркости и распределении Н-атомов существуют некоторые определенно выраженные аномалии. О них говорится в этой статье.

Для определения массы и скорости Н-атома необходимо измерить отклонение пучка Н-атомов как в магнитном, так и в электрическом полях. В связи с тем, что в нашем приборе наблюдается лишь малое число Н-сцинтилляций, эти эксперименты довольно утомительны и трудны.

Магнитное отклонение Н-атомов

В этих экспериментах необходимо было, чтобы Н-атомы образовывались в определенной точке; для этого на пути интенсивного пучка α-лучей устанавливалась тонкая парафиновая пленка соответствующей толщины. Окончательный метод заключался в непосредственном сравнении отклонения пучка Н-атомов, образующихся в парафиновой пленке, с отклонением пучка α-лучей, причем в обоих случаях использовался один и тот же источник.

Схема установки показана на рис. 1. Горизонтальные щели A и B длиной около 1 *см* и шириной 1 *мм* устанавливались на прямоугольном латунном бруске C. Источник R — круглый латунный диск, покрытый

* Philos. Mag., 1919, June, ser. 6, 37, 562—570.

[1] См. стр. 247 настоящего тома.— *Прим. ред.*

с одной стороны радием C, — укреплялся на вертикальной массивной подставке D около щели A под малым углом к горизонту. Все устройство помещалось внутри прямоугольного латунного ящика, изображенного на рис. 1 предыдущей статьи (стр. 252), и весь прибор устанавливался между полюсами сильного электромагнита. В стенке ящика была вырезана вертикальная щель длиной 1,5 *см* и шириной 3 *мм*, которая закрывалась тонким железным листком E, тормозная способность которого для α-частиц была эквивалентна 4 *см* воздуха. Сразу же за ним помещался экран из сернистого цинка S. Между щелями A и B расстояние составляло 2,85 *см*, а между щелью B и железным экраном — 3,25 *см*. После откачки воздуха из прибора на экране наблюдалась четкая полоса α-лучей шириной около 2 *мм*. Измеренное с помощью микроскопа расстояние между центрами двух полос при изменении знака поля величиной около 9000 *гс* составило около 3,9 *мм*. Затем непосредственно за щелью A, между щелью и источником, на рамке укреплялась парафиновая пленка толщиной около 30 *мк*. На экране это давало полосу H-сцинтилляций примерно такой же ширины. Между железной пластинкой и экраном из сернистого цинка помещались алюминиевые экраны, чтобы суммарное поглощение между источником и экраном было эквивалентно 14,4 *см* воздуха. При этих условиях с помощью микроскопа тщательно определялись центры двух полос H-сцинтилляций, полученных при противоположных знаках поля, и расстояние между ними оказалось равным 6 *мм*.

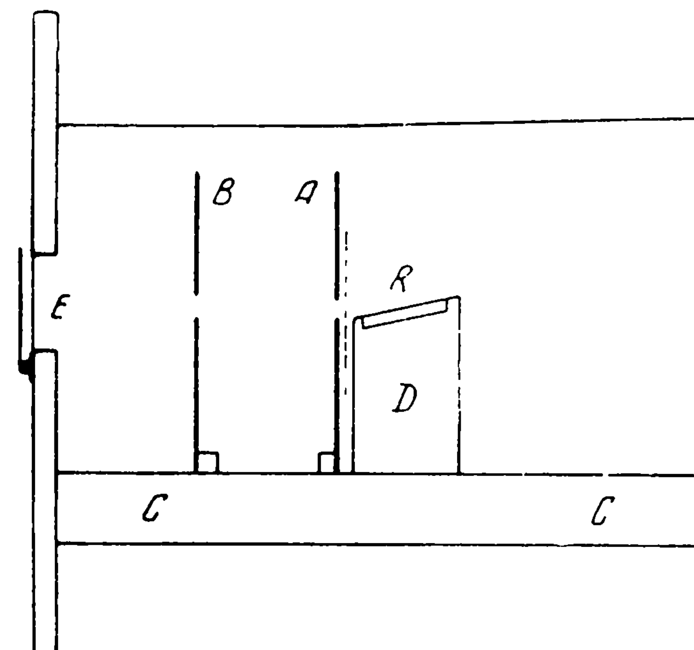


Рис. 1

В результате трех согласующихся между собой измерений было найдено, что в условиях данного эксперимента среднее отклонение пучка H-атомов в 1,45 раза больше отклонения пучка α-лучей, испущенных радием C. Так как для α-частиц, испущенных радием C, величина Mv/E была тщательно измерена в других экспериментах [1] и составляет $3{,}98 \cdot 10^5$, то среднее значение mu/e для пучка H-атомов равно $2{,}74 \cdot 10^5$. Далее, при прохождении через щель A максимальный пробег H-атомов равен 28—3,4 = 24,6 *см*, тогда как минимальный пробег H-атомов, наблюдаемый на экране, составляет 28—14,4 = 13,6 *см*. Поскольку пробег H-атома пропорционален кубу скорости, то скорость обнаруживаемых H-атомов, прошедших через магнитное поле, лежит в диапазоне от $0{,}96\, u_0$ до $0{,}79\, u_0$, где u_0 — максимальная скорость H-атомов, вызванных α-частицами, испущенными радием C. В этом диапазоне соотношение между числом и скоростью примерно линейно, а средняя скорость H-атомов была равна $0{,}87\, u_0$. Следовательно, величина mu_0/e для самых быстрых H-лучей, образующихся под действием α-частиц, испущенных радием C, равна $1/0{,}87 \cdot 2{,}74 \cdot 10^5 = 3{,}15 \cdot 10^5$. Согласно теории столкновений, скорость u H-атомов с мас-

сой m определяется выражением

$$u = \frac{2M}{M+m} v \cos \theta,$$

а максимальная скорость

$$u_0 = 1{,}6\, v_0.$$

Таким образом, величина mu_0/e для Н-атомов, несущих один заряд, должна быть равна $3{,}2 \cdot 10^5$. Согласие между теорией и экспериментом даже лучше, чем можно было ожидать, если учитывать трудности измерений. В обоих экспериментах найдено, что все Н-атомы имеют положительный заряд, и не обнаружено сцинтилляций, свидетельствующих о наличии отрицательно заряженных или нейтральных атомов.

Электростатическое отклонение Н-атомов

Измерение отклонения Н-атома в электрическом поле оказалось намного более трудным и продолжительным делом. Окончательный вариант экспериментальной установки показан на рис. 2. Из наклонного источника *R* α-лучи проходили через парафиновую пленку толщиной около 30 *мк*, расположенную у конца двух параллельных изолированных латунных

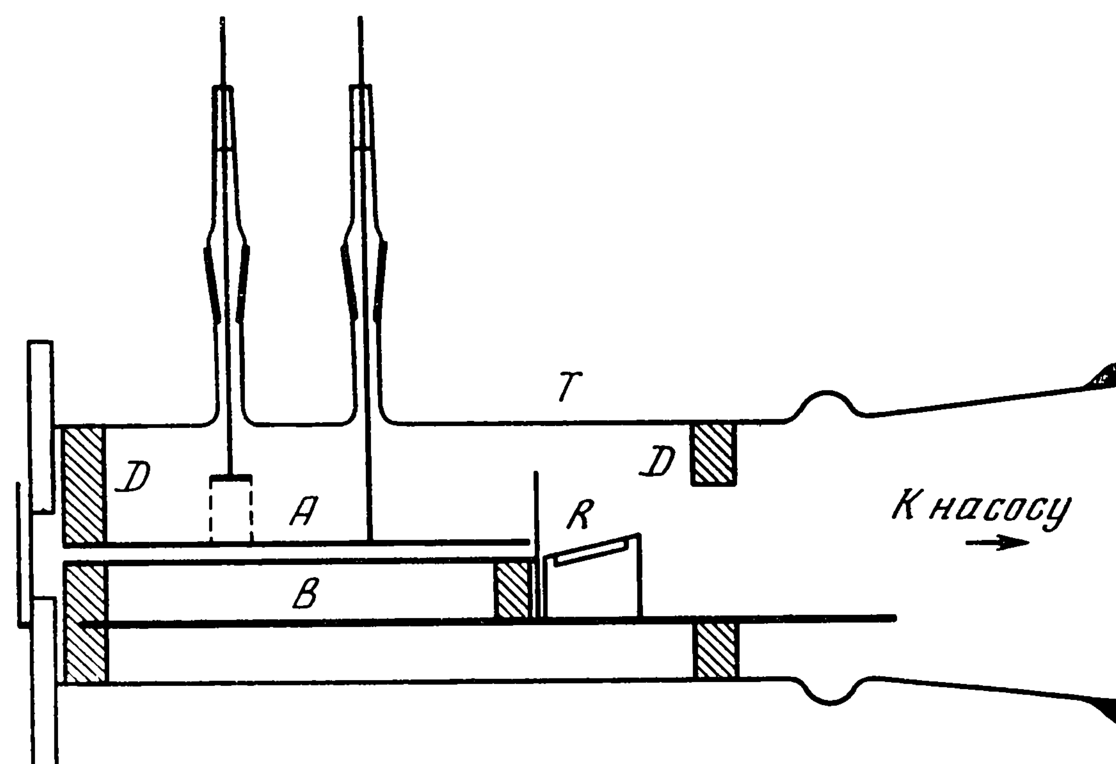


Рис. 2

пластин *A* и *B* длиной 6,02 *см*; расстояние между пластинами составляло 0,155 *см*. Эти пластины были укреплены на эбонитовой подставке *DD*, которая круглыми концами вставлялась в стеклянную трубку *T*. На торце трубки *T* устанавливалась латунная пластинка; в ней была щель длиной 1 *см* и шириной 3 *мм*, закрытая серебряной пластинкой с тормозной способностью 6 *см* воздуха. Сразу же за серебряной пластинкой укреплялся

экран из сернистого цинка. Электрические подводы к пластинам A и B проходили через шлифы, показанные на рисунке.

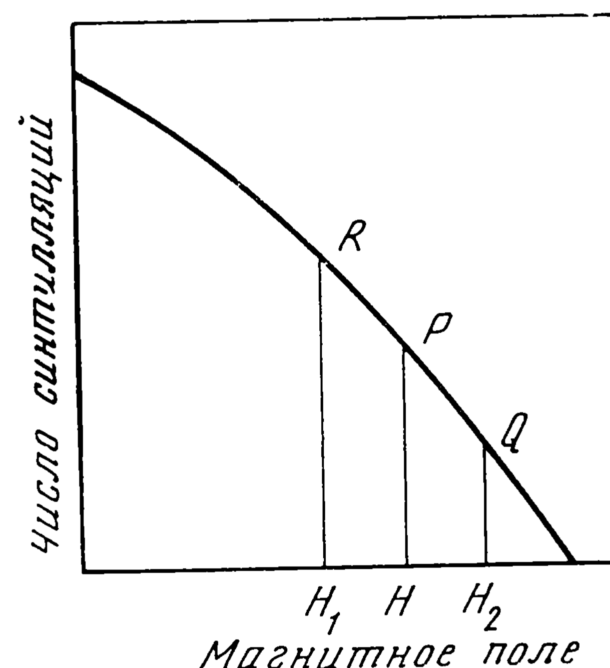


Рис. 3

В качестве источника использовался радий С, поэтому необходимо было обеспечить быструю откачку прибора, чтобы через короткий промежуток времени можно было создать в приборе напряжение между пластинами 5000 *в*. После предварительной откачки с помощью насоса Флеша и ртутного насоса Геде использовался насос Ленгмюра, причем откачка проходила так быстро, что необходимый вакуум достигался через 2 *мин* после установки прибора внутри стеклянной трубки.

Согласно расчету, для полного отклонения Н-атомов при прохождении между параллельными пластинами требуется около 30 000 *в*. Помимо сложности быстрого получения вакуума, достаточного для подвода и поддержания такого напряжения, затруднение состояло еще в том, что в нашей лаборатории имелся постоянный источник с напряжением не более 7000 *в*. Чтобы обойти эту трудность, проводилось сравнение отклонения Н-атомов в магнитном поле с отклонением одновременно в магнитном и электрическом полях.

Стеклянная трубка с источником и параллельными пластинами устанавливалась между полюсами сильного электромагнита так, чтобы плоскости пластин оказывались параллельными направлению магнитного поля. Микроскоп фиксировался на центр линии между пластинами A и B, чтобы можно было считать сцинтилляции и изменение их числа в зависимости от силы магнитного поля. При увеличении магнитного поля уменьшение числа сцинтилляций зависит от двух причин: 1) отклонения Н-атомов в сторону пластин; 2) отклонения Н-атомов в магнитном поле на коротком участке между концом пластин и экраном из сернистого цинка. Эти два эффекта трудно отделить один от другого, но второй из них был по возможности уменьшен за счет сведе́ния до минимума расстояния между концом пластин и экраном. Зависимость числа сцинтилляций от силы магнитного поля при отсутствии электрического поля показана на рис. 3.

Предположим, что магнитному полю H на кривой соответствует точка P. Если приложить такое напряжение, чтобы Н-атомы отклонялись в электрическом поле в том же направлении, что и в магнитном, то число сцинтилляций на экране уменьшится до величины Q, соответствующей на кривой полю H_2. При изменении знака напряжения поля будут действовать в противоположную сторону и число сцинтилляций будет соответствовать точке R при поле H_1. Предположим для простоты, что число Н-атомов считается непосредственно после выхода их из пространства между пластинами A и B. Пусть H — постоянное магнитное поле, а X — электрическое поле между пластинами A и B. Тогда очевидно, что если

u — скорость Н-атома, то для полей, действующих в одну и ту же сторону,

$$Heu + Xe = H_2eu,$$

а действующих в противоположные стороны

$$Heu - Xe = H_1eu.$$

Вычитая, находим

$$2eX = (H_2 - H_1)\, eu,$$

и

$$u = \frac{2X}{H_2 - H_1},$$

так что скорость Н-атомов может быть определена непосредственно. Практически оказалось, что в условиях эксперимента кривая PQR представляет собой прямую линию. Начальное поле H в различных экспериментах менялось, но обычно составляло около 4000 *гс*. Постоянное напряжение было около ± 4500 *в*. Отношение числа сцинтилляций при перемене знака электрического поля изменялось в разных экспериментах соответственно силе магнитного поля H и напряжению, но заключалось в пределах от 1,8 до 3.

Каждый отдельный эксперимент был полным, так как считалось не только число сцинтилляций при изменении направления магнитного поля, но и их число для двух значений магнитных полей по обе стороны от первоначального, которые давали примерно то же отношение числа сцинтилляций, что и при перемене направления электрического поля.

Тормозная способность парафиновой пленки соответствовала 3,2 *см* воздуха, а серебряной пластинки вместе с алюминиевыми экранами — 11,4 *см*. Таким образом, пробег Н-атомов, прошедших между параллельными пластинами и создавших сцинтилляции на экране, находится в пределах от 28—3,2 = 24,8 *см* до 28—14,6 = 13,4 *см*. Соответственно скорости равны 0,96 u_0 и 0,78 u_0, где u_0 — максимальная скорость Н-атомов, образующихся под действием α-частиц, испущенных радием С. Как и в экспериментах по магнитному отклонению, средняя скорость составляла 0,87 u_0. При расчете относительного влияния магнитного и электрического полей необходимо ввести небольшую поправку, так как электрическое поле действует на Н-атомы только между пластинами, а магнитное — на всем расстоянии от щели A до экрана из сернистого цинка. Если внести эту поправку, составляющую по оценкам около 12%, то отклонение, обусловленное разностью потенциалов между пластинами в 1000 *в*, соответствует в пяти разных экспериментах величине магнитного поля 235, 227, 260, 235 и 221 *гс*; среднее значение равно 238 *гс*.

Тогда

$$u = \frac{X}{H} = \frac{10^{11}}{0{,}155} \cdot \frac{1}{238} = 2{,}71 \cdot 10^9 \text{ см/сек}.$$

Максимальная величина

$$u_0 = \frac{1}{0,87} \cdot 2,71 \cdot 10^9 = 3,12 \cdot 10^9 \textit{ см/сек.}$$

Вычисленное значение u_0 равно $1,6 \cdot 1,92 \cdot 10^9 = 3,07 \cdot 10^9$ *см/сек.*

Экспериментальная и вычисленная величины хорошо совпадают в пределах ошибок эксперимента. Из величины магнитного отклонения мы нашли

$$\frac{mu_0}{e} = 3,15 \cdot 10^5,$$

а из величины электрического отклонения

$$u_0 = 3,12 \cdot 10^9;$$

следовательно, $e/m = 10^4$ *эл.-магн. ед.*

Величина e/m для атома водорода при электролизе воды составляет 9570. Согласие достаточно хорошее, показывающее, что образующиеся в водороде под действием α-частиц длиннопробежные сцинтилляции обусловлены атомами водорода, несущими один положительный заряд. Совпадение между вычисленным и наблюденным значениями скорости свидетельствует, что в пределах экспериментальных ошибок при близких столкновениях атомных ядер соблюдается закон сохранения энергии и импульса и что при этом не происходит заметных потерь на излучение.

Яркость сцинтилляций

Максимальная энергия, сообщаемая H-атому, составляет 0,64 от энергии бомбардирующей α-частицы. Например, после прохождения через слой воздуха толщиной 12 *см* энергия H-атома уменьшается до 0,44 от энергии α-частицы. Если предположить, что H-атомы образуются под действием α-частиц, испущенных радием C с пробегом 7 *см*, то энергия H-атома после прохождения через 12 *см* воздуха будет соответствовать α-частице с пробегом около 2 *см*. На практике яркость соответствующих H-сцинтилляций намного меньше, чем можно было ожидать из величины ее энергии, и не ярче сцинтилляций, вызванных α-частицами с пробегом 5 *см*. Это относительное уменьшение яркости H-сцинтилляций по сравнению с α-частицами соответствующих энергий характерно для всех скоростей H-атомов. Мы убедились, что в вычислениях энергии H-атома можно быть уверенными, поэтому ясно, что H-атом создает свет на экране из сернистого цинка менее эффективно, чем α-частица равной энергии. Это может быть следствием более слабой ионизации вдоль пути H-атома. Его пробег в четыре раза меньше пробега α-частицы, а энергия составляет 0,64 ее энергии, поэтому на единицу пути он теряет в шесть раз меньше энергии, чем α-частица.

В этой связи интересно отметить, что атомы азота, приведенные в движение α-частицами, испущенными радием C, имеют в воздухе пробег около 9 *см*. Хотя энергия атомов азота после прохождения 7 *см* воздуха меньше энергии H-атомов после прохождения 12 *см*, атомы азота создают намного более яркие вспышки, чем H-атомы.

Распределение вероятности H-сцинтилляций

Во время счета H-сцинтилляций часто замечалось, что некоторые сцин тилляции, по-видимому, являются двойными, т. е. в поле зрения в один и тот же момент появляются две вспышки примерно одинаковой яркости. Некоторые предварительные эксперименты, видимо, показывают, что число этих дублетов больше, чем это следует из вероятностных соображений. Например, при счете ярких сцинтилляций, обусловленных активным осадком тория, в среднем из 30 вспышек в 1 *мин* насчитывается 1,5 дублета, тогда как для такого же числа H-сцинтилляций число дублетов составляло около 5. Если эти «дублеты» от водорода — одновременные дублеты, то, несомненно, этот факт чрезвычайно важен, и, по-видимому, он указывает на распад при столкновении одного из ядер на две части.

Для выяснения этого вопроса было проведено большое число экспериментов, причем источником H-атомов служили как водород, так и парафин, однако при любых условиях получались очень сходные между собой результаты. Чтобы увеличить число таких дублетов (если они существуют), были выбраны теоретически наиболее благоприятные условия. Например, H-атомы высвобождались в тонкой парафиновой пленке, закрывающей отверстие диаметром 1 *мм* вблизи экрана из сернистого цинка. Расстояние экрана от пленки парафина и материал поглотителей между ними были подобраны так, чтобы, даже если два атома вылетают вперед примерно в одном и том же направлении, в результате рассеяния они бы разошлись в среднем на расстояние, удобное для наблюдения в поле зрения микроскопа, т. е. 2 *мм* в диаметре. Никаких заметных преимуществ в отношении числа дублетов при таком расположении получено не было.

В январе этого года мне посчастливилось на короткое время воспользоваться искусной помощью Е. Марсдена, возвращавшегося в Новую Зеландию. Мы предприняли систематические наблюдения, в которых время появления каждой сцинтилляции отмечалось электромагнитным способом на ленте фонографа. Счет проводили Марсден и Кэй поочередно с минутными интервалами, и результаты счета каждого наблюдателя уже потом анализировались Марсденом. Согласно теории вероятности, число интервалов, заключенных между t_1 и t_2 *сек*, определяется выражением $Ne^{-\mu(t_1-t_2)}$, где $1/\mu$ — средний интервал между двумя сцинтилляциями, а N — полное число интервалов. Марсден и Баррет [2] раньше проверили правильность этой теории, которая показывает, что короткие интервалы более вероятны, нежели длинные. Если среднее число сцинтилляций равно 30 в минуту, $\mu = 1/2$ и глаз не может различить интервалы, меньшие $1/10$ *сек*,

то за 1 *мин* следует ожидать 1,5 дублета. Практически при благоприятных условиях глаз еще может различить интервалы в $^1/_{10}$ *сек* при ярких вспышках, вызванных α-частицами.

Для сравнения были проведены измерения распределения вероятности испущенных полонием α-частиц, пробег которых подбирался так, чтобы они создавали сцинтилляции примерно той же яркости, что и Н-атомы.

В таблице представлены результаты типичных серий отсчетов для α-лучей и Н-атомов. Приведены числа наблюденных и теоретических интервалов $<^1/_{10}$, $<^1/_2$ и <1 *сек*. Вычисленные числа представляют собой сумму каждого наблюдения, обработанного отдельно.

Наблюдатель	Число сцинтилляций в 1 *мин*		Число дублетов	Число интервалов				
	среднее	общее		Вычисленное $<^1/_{10}$ *сек*	Наблюденное $<^1/_2$ *сек*	Вычисленное $<^1/_2$ *сек*	Наблюденное <1 *сек*	Вычисленное <1 *сек*
Атомы водорода								
Марсден	24,3	243	15	9,6	50,5	46	84	81
Кэй	22,7	250	25	9,2	58,5	45	92	79
Марсден	31,0	216	24	11	60,5	50	95	88
Кэй	29,6	148	18	7	33	35	59	58
α-частицы, испущенные полонием								
Марсден	28,0	280	13	12,9	53	60	106	105
Кэй	25,4	229	10	9,6	45	45	83	79

Хотя в случае α-лучей, испущенных полонием, имеется вполне удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом, в случае Н-атомов это согласие не столь хорошее. В случае α-лучей число дублетов показывает, что глаз не может различать интервалы, меньшие $^1/_{10}$ *сек*. В то же время в случае Н-атомов число дублетов примерно вдвое больше теоретического значения, вычисленного при условии такой границы различимости. Трудно решить, действительна ли эта разница, или она кажущаяся, так как следует помнить, что подсчет таких слабых сцинтилляций и в то же время различение интервалов — трудная задача.

Ясно, что в условиях эксперимента лишь малая часть всего числа сцинтилляций может рассматриваться как возможные одновременные дублеты, к тому же эффект слишком мал и неоднозначен, чтобы можно было делать какие-либо определенные заключения. По-видимому, такого рода вопросы могут быть более определенно решены в том случае, когда на экране в минуту происходит небольшое число вспышек и вероятность коротких ин-

тервалов становится очень малой. С другой стороны, требуется много времени для подсчета числа сцинтилляций, достаточного для сравнения теории с экспериментом. Длительный счет в подобных условиях крайне утомляет глаза и дает недостоверные результаты.

Я весьма признателен профессору Марсдену за его ценную помощь в получении и обработке столь важных для меня экспериментальных результатов.

Манчестерский университет, апрель 1919 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.*, *Robinson H.* Philos. Mag., 1914, **28**, 552.
2. *Marsden E.*, *Barratt W.* Proc. Roy. Soc. A, 1911, **23**, 367; 1913, **24**, 50.

СТОЛКНОВЕНИЕ α-ЧАСТИЦ С ЛЕГКИМИ АТОМАМИ*

III. АТОМЫ АЗОТА И КИСЛОРОДА

Бор [1] разработал общую теорию поглощения заряженных атомов при прохождении их через вещество; свои выводы он проверил, рассматривая поглощение α-частиц. На основе этой теории Дарвин показал [2], что можно вычислить пробег быстрых атомов водорода в водороде и что найденная таким образом величина хорошо согласуется с экспериментом. Тем же методом нетрудно вывести, что пробег x в водороде заряженного атома с зарядом e и массой m, движущегося со скоростью, равной скорости α-частицы с пробегом R в водороде, определяется соотношением

$$\frac{x}{R} = \frac{m}{M}\frac{E^2}{e^2},$$

где M — масса; E — заряд α-частицы.

Следует ожидать, что это соотношение будет приблизительно выполняться при прохождении заряженных атомов через легкие вещества, подобные воздуху и алюминию. Так как $M = 4$, а $E = 2e$, где e — единичный заряд, то пробег x частицы с единичным зарядом, очевидно, равен $x = mR$. Скорость u, приобретаемая атомом с массой m в результате столкновения с α-частицей скорости v, определяется выражением

$$u = \frac{2M}{M+m} v \cos\theta,$$

где θ — угол отклонения атома после столкновения. Предполагая, что пробег заряженных атомов в основном, подобно пробегу α-частиц, пропорционален кубу скорости, получим, что после столкновения атом с единичным зарядом будет иметь пробег

$$x = mR\left(\frac{2M}{M+m}\right)^3 \cos^3\theta.$$

Применяя этот результат к H-атомам, получим, что максимальная скорость их должна быть равна $(^8/_5)^3 R = 4{,}1R$, тогда как наблюдаемая величина составляет $4R$. В качестве дальнейшей проверки этого соотношения вычислим пробег атома отдачи радия B массы m, образующегося

* Philos. Mag., 1919, June, ser. 6, **37**, 571—580.

из радия А в результате испускания α-частицы с пробегом 4,75 *см*. По закону сохранения импульса $Mv = mu$, и скорость отдачи $u = \frac{M}{m} v$, где $m = 214$. Следовательно, пробег в воздухе

$$x = 214 \left(\frac{4}{214}\right)^3 \cdot 4{,}75 = 0{,}067 \text{ см}.$$

Вертенстейн [3] получил значение 0,12 *мм*, однако, если учесть, что скорость колеблется в очень широких пределах, то согласие вполне удовлетворительное. Предполагая, что пробег пропорционален степени 2,85, а не 3, получаем хорошее согласие как для водорода, так и для атомов отдачи.

Если после столкновения с α-частицей атом несет заряд в две единицы, то согласно (1) его пробег составил бы лишь около $^1/_4$ пробега того же атома с единичным зарядом. Например, при столкновении α-частицы с ядром гелия равной массы пробег атома гелия должен быть таким же, как пробег α-частицы до столкновения, если он несет два заряда, но в четыре раза больше, если он несет один заряд.

В приведенной таблице собраны данные, относящиеся к столкновению α-частиц с легкими атомами вещества. Максимальная скорость, импульс и энергия атома после столкновения выражены в долях тех же величин

Элемент	Атомный вес	Отношение скорости к скорости α-частицы	Отношение импульса к импульсу α-частицы	Отношение энергии к энергии α-частицы	Отношение пробега к пробегу α-частицы
Водород	1	1,6	0,4	0,64	3,91
?	2	1,33	0,66	0,89	4,6
?	3	1,14	0,85	0,98	5,05
Гелий	4	1,00	1,00	1,00	4,00
Литий	7	0,727	1,27	0,925	2,78
Бериллий	9	0,615	1,38	0,85	2,20
Бор	11	0,533	1,46	0,78	1,77
Углерод	12	0,500	1,50	0,75	1,61
Азот	14	0,444	1,55	0,69	1,33
Кислород	16	0,400	1,60	0,64	1,12
Фтор	19	0,348	1,65	0,575	0,89
Неон	20	0,333	1,67	0,55	0,82
Натрий	23	0,296	1,70	0,50	0,67
Магний	24	0,286	1,71	0,49	0,64
Алюминий	27	0,258	1,74	0,45	0,53
Железо	56	0,133	1,86	0,25	0,19
Серебро	108	0,071	1,92	0,136	0,05
Золото	197	0,040	1,92	0,079	0,017

налетающей α-частицы. Пробег вычислен в предположении, что он пропорционален скорости в степени 2,9 и что атом несет единичный заряд.

Для удобства включены данные для гипотетических атомов с массой, в два и три раза большей массы атома водорода.

Из данных таблицы видно, что если предположить, что атомы несут один заряд, все атомы с атомным весом меньше кислорода могут быть обнаружены за пределами пробега α-частицы. Предположим, что α-частицы имеют пробег 7 *см*, тогда максимальный пробег атомов с единичным зарядом должен быть равен для He — 28,0, Li — 19,6, Be — 15,4, B — 12,4, C — 11,2, N — 9,3, O — 7,8.

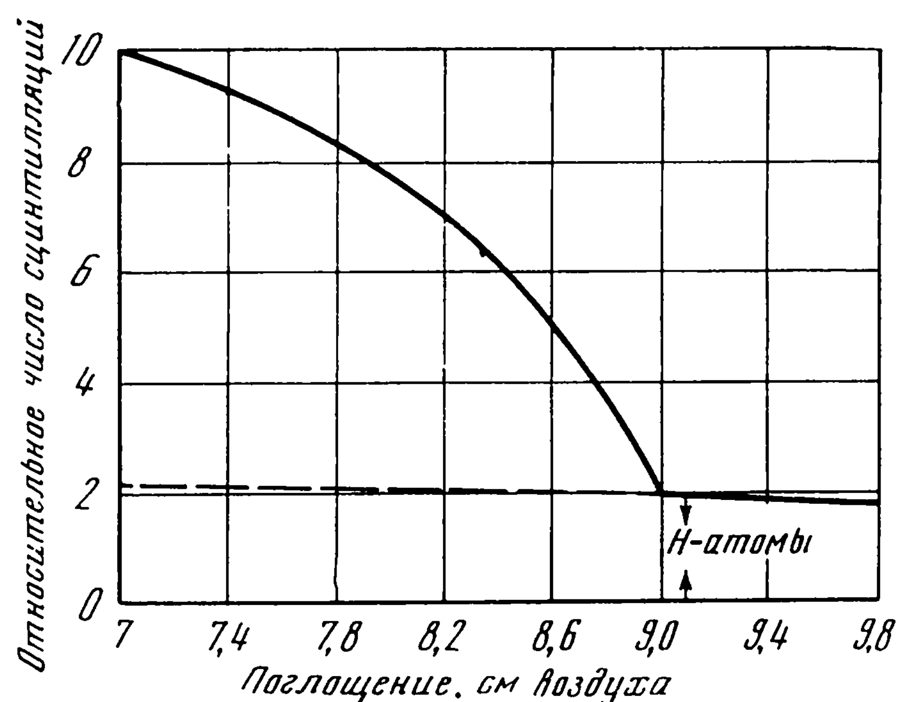
Были проведены некоторые предварительные эксперименты с гелием, для чего применялся прибор, подобный тому, который используется для водорода и описан в статье I[1], но меньших размеров. Результаты показывают, что если столкновения α-частиц с атомами гелия и приводят к возникновению каких-либо длиннопробежных сцинтилляций, соответствующих пробегу порядка 28 *см*, то их число очень невелико по сравнению с образующимися при тех же условиях в водороде. Следовательно, можно сделать вывод, что образующиеся при столкновении быстрые атомы гелия несут, как и α-частица, двойной заряд.

Несколько экспериментов было проведено для проверки, не обладают ли атомы лития, бора или бериллия пробегом, соответствующим наличию у них одного заряда. Соли Li_2CO_3, B_2O_3, BeO наносились тонким слоем на активный источник, наклоненный под небольшим углом к горизонту, и проводились измерения числа сцинтилляций за пределами пробега α-частиц. Воздух откачивался, а α-частицы поглощались алюминиевой и серебряной фольгой. Никаких определенных результатов, говорящих о наличии заметных чисел сцинтилляций при пробегах, ожидаемых при условии, что атомы несут один заряд, не получено. Эксперименты такого рода трудоемки, так как нелегко получить тонкий однородный слой соли или металла, подлежащего исследованию, к тому же необходимо освободиться от всех следов водорода и водяных паров, вызывающих появление многочисленных H-атомов. Предполагается провести систематическое изучение этих элементов для определения пробегов атомов, образующихся при близких столкновениях с α-частицами.

Эксперименты с водородом и кислородом

Эксперименты по определению пробега быстрых атомов намного легче выполнимы и более определенны, когда элементы находятся в газообразном состоянии, так как при этом нет неопределенности в отношении однородности поглощающего слоя, и обычно нетрудно создать такие условия, когда водород и водяные пары отсутствуют. Тонкая фольга прокатанных металлов, таких, как алюминий, серебро или золото, обычно очень нерав-

[1] См. стр. 245 настоящего тома.— *Прим. ред.*



номерна по толщине. Эта неравномерность обнаруживается отчетливо в условиях, когда применяется интенсивный источник излучения и может быть зарегистрирована одна из миллиона падающих частиц. В таких случаях нередко можно обнаружить α-частицы на расстояниях, на 10% превышающих их средний пробег, определенный обычными методами. Пластинки слюды очень равномерны, и в них подобные нерегулярности не видны. Но слюда, к сожалению, содержит и водород, и кислород, а это приводит к появлению многочисленных Н- и О-атомов вне пределов пробега бомбардирующих α-частиц.

Мы видели, что как N-, так и О-атомы, несущие один заряд, могут быть обнаружены вне пробега α-частиц, и это подтверждается экспериментально. В случае воздуха активный диск, покрытый радием С, γ-активность которого соответствовала примерно 30 *мг* радия, устанавливался на открытом воздухе так, что плоскость его была вертикальна и отстояла примерно на 7 *см* от экрана из сернистого цинка. Источник и экран устанавливались между полюсами большого электромагнита для отклонения β-лучей. Вертикальные конвекционные токи, обусловленные нагретым электромагнитом, исключали возможность загрязнения экрана активным веществом, исходящим из источника.

Конец пробега α-частиц был отчетливо виден, однако многочисленные яркие вспышки наблюдались на расстояниях, примерно на 2 *см* больших, чем пробег α-частиц. Число и яркость сцинтилляций постоянно уменьшались вплоть до толщины воздуха 9 *см*, а за этим расстоянием наблюдалось лишь небольшое число сцинтилляций, обусловленное Н-атомами, вылетающими из источника, и имеющимся в воздухе водяным паром; количество этих сцинтилляций медленно сокращалось.

Пробег этих атомов лучше всего определять следующим образом: сразу же за пробегом α-частиц (7,1 *см* при 15° С) устанавливался экран, а затем вплотную к экрану из сернистого цинка добавлялась алюминиевая фольга. Зависимость числа сцинтилляций от поглощения, выраженного в сантиметрах воздуха, показана на рисунке.

Видно, что вначале число сцинтилляций спадает медленно с увеличением поглощения, а затем быстрее вблизи конца их пробега, который равен 9 *см* воздуха при нормальном давлении и температуре 15° С. Эти сцинтилляции, обусловленные, по-видимому, быстрыми N- и О-атомами, ярки, и их легко считать при полном поглощении, соответствующем примерно 7,5 *см* воздуха. При этом они по яркости кажутся такими же, как сцинтилляции, вызываемые α-частицами с пробегом около 1 *см*.

В других экспериментах с воздухом, азотом, кислородом и углекислым газом экран и источник помещались в прямоугольный ящик, через который все время пропускался медленный поток газа. Это предотвращало загрязнение экрана путем диффузии активного вещества от источника, а пробег определялся изменением расстояния между источником и экраном.

Сцинтилляции в чистом кислороде и двуокиси углерода при соответствующих пробегах были почти одинаковыми по яркости, и вызывающие их частицы имели примерно тот же эквивалентный пробег в воздухе, что и предположительно N-атомы из воздуха. Это было довольно удивительно, так как следовало ожидать, что O-атомы обладают значительно меньшим пробегом, чем более легкие N-атомы. Вычисленные пробеги (см. помещенную на стр. 278 таблицу) соответственно равны 7,8 и 9,3 *см*. Это указывало на то, что сцинтилляции, возможно, обусловлены не N- или O-атомами, а α-частицами с пробегом 9 *см*, вылетающими из радиоактивного источника. Если это так, то полный пробег α-частиц не должен измениться при помещении вблизи источника на пути α-лучей поглощающего алюминиевого или золотого экрана известной тормозной способности. С другой стороны, если сцинтилляции обусловлены быстрыми N- или O-атомами из воздуха, то пробег должен уменьшиться. Например, если на пути α-лучей с пробегом, равным 7 *см*, установить экран с тормозной способностью 3,5 *см* воздуха, то результирующий пробег α-частиц, действующих на газ, будет равен 3,5 *см*, а полный пробег N- или O-атомов, измеренный от источника, должен быть $3{,}5 + {}^{9}/_{7} \cdot 3{,}5 = 8{,}0$ *см* вместо 9,0 *см*.

Эксперименты такого рода были проведены с алюминиевым и золотым экранами с тормозной способностью 3,7 и 4,2 *см* соответственно, но они оказались не совсем успешными из-за неравномерности фольги, на которую уже указывалось. Эксперименты показали, однако, что на расстоянии, большем 8 *см*, нельзя обнаружить заметного числа сцинтилляций. Эти результаты указывали, что сцинтилляции обусловлены N- и O-атомами, а не α-частицами, испущенными источником. В дальнейшем это было подтверждено экспериментами со слюдяными экранами с тормозной способностью 7,0 *см*. Ярких сцинтилляций, похожих на сцинтилляции от α-частиц, было вдвое меньше тех, которые наблюдались в воздухе или кислороде при одинаковых условиях, но наличие многочисленных H-атомов от слюды мешало точному определению числа вспышек. Так как в слюде содержится и водород, и кислород, то должны были бы получаться быстрые O-атомы. Наблюденное число сцинтилляций было примерно такое, какое следовало ожидать в соответствии с количеством находящегося в слюде кислорода, но оно было меньше числа сцинтилляций, наблюдавшихся в воздухе. Вероятно, не подлежит сомнению, что наблюдавшиеся в воздухе сцинтилляции для пробегов от 7 до 9 *см* возникают в результате столкновений α-частиц с N- и O-атомами. Тот факт, что пробег быстрых атомов, образующихся при прохождении α-частиц через двуокись углерода, эквивалентен пробегу O-атомов, означает, что не образуется атомов углерода

с единичным зарядом, так как в противном случае яркие сцинтилляции наблюдались бы вплоть до пробегов 12 *см* воздуха (см. таблицу).

Вспомним, что среди прекрасных фотографий путей α-частиц, полученных Вильсоном [4], имеется случай, когда α-частица в воздухе претерпевает внезапное отклонение на угол 43° и видно отчетливое ответвление в виде шпоры, отражающее, по-видимому, путь N- или O-атома отдачи. Интересно сравнить длину этой шпоры с тем пробегом, который ожидается при столкновении α-частицы с атомом кислорода. Если φ — угол отклонения α-частицы, а θ — угол отклонения O-атома, то

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{m \sin 2\theta}{M - m\cos 2\theta},$$

где m — масса O-атома; M — масса α-частицы.

Подставляя $M = 4$, $m = 16$, $\varphi = 43°$, получим $\theta = 63°{,}55$. Если v — скорость α-частицы до столкновения, то скорость O-атома равна

$$\frac{2M}{M+m} v \cos\theta = 0{,}178\, v,$$

тогда как скорость α-частицы после столкновения равна $0{,}934\, v$. Таким образом,

$$\frac{\text{Пробег O-атома отдачи}}{\text{Пробег α-частицы после столкновения}} = 16 \cdot \left(\frac{0{,}178}{0{,}934}\right)^{2,9} = 0{,}13.$$

Этот расчет сделан в предположении, что максимальный пробег O-атомов, обусловленный столкновением с α-частицей, испущенной радием C, равен 7,8 *см*, тогда как наблюдаемый пробег равен 9 *см*. Учитывая эту поправку, вместо величины 0,13 получаем 0,15.

Сравнить пробеги α-частицы и атома отдачи на фотографии можно лишь грубо, однако результаты находятся в прекрасном согласии с расчетом. На этой же фотографии видно еще одно внезапное отклонение α-частицы на 10°,5. В этом случае пробег O-атома отдачи должен составлять лишь около $^1/_{800}$ пробега α-частицы и не может быть обнаружен на фотографии.

Число N-атомов

В предыдущей статье был проведен расчет числа и распределения H-атомов, образующихся под действием α-частиц, в предположении, что ядра могут рассматриваться как точечные центры сил, отталкивающиеся в соответствии с законом обратных квадратов. Если эти вычисления применить к столкновению α-частиц с ядрами кислорода или азота, то распределение N- и O-атомов по скорости будет очень похоже на распределение H-атомов. Таким образом, на основании простой теории следует ожидать, что число N- и O-атомов должно очень быстро спадать между 7 и 9 *см* и должно преобладать число короткопробежных атомов. На эксперименте

наблюдается совершенно иная картина (см. рисунок): число сцинтилляций уменьшается с пробегом довольно равномерно.

По-видимому, нет сомнений в том, что образующиеся при столкновении α-частиц с N- и O-атомами эффекты очень похожи на те, что наблюдаются в водороде. Наблюдения получают объяснение лишь в том случае, если предположить, что N- и O-атомы, подобно H-атомам, приходят в движение главным образом в направлении полета α-частицы и что, во всяком случае для быстрых α-частиц, скорости атомов отдачи почти одинаковы для данной скорости α-частиц. Надо заметить, что эксперименты с воздухом и кислородом в одном отношении отличаются от опытов с водородом. В случае воздуха α-частицы полностью поглощаются слоем газа, тогда как в случае водорода тормозная способность обычно эквивалентна значению, меньшему 1 *см* воздуха. Следовательно, в эксперименте с воздухом наблюдавшиеся сцинтилляции обусловлены N- и O-атомами, которые образуются под действием α-частиц со всеми пробегами от 0 до 7 *см*, и, таким образом, имеют широкий интервал скоростей.

Некоторые эксперименты по определению числа N- и O-атомов, образующихся под действием α-частиц с различными пробегами, проведены с поглощающими экранами из алюминия и золота. В целом эти результаты показали, что, например, в первых 3,5 *см* пробега α-частиц, испущенных радием C, образуется больше N- и O-атомов, чем в последние 3,5 *см*, но точные выводы сделать помешала неравномерная толщина пленок.

Ряд согласующихся между собой измерений был проведен с целью определения суммарного числа наблюдающихся в воздухе сцинтилляций для источника с известной активностью. Число сцинтилляций в минуту, обусловленных N- и O-атомами, на расстоянии 7,5 *см* в воздухе при 15° C составляло 2,2 на экране из сернистого цинка площадью 3,14 *мм*^{2}. Согласно кривой, число, соответствующее поглощению 7 *см*, должно быть равно 2,6, а для поглощения 8 *см* оно равно 1,5.

Все атомы, пробег которых равен или больше 8 *см*, должны возникать на первых 3,5 *см* пути α-лучей, так как O-атомы, образующиеся под действием α-частиц с пробегом 3,5 *см*, не могут пролетать дальше 8 *см* от источника и, вероятно, только небольшая их часть проходит это расстояние благодаря рассеянию и «страгглингу» (разбросу пробегов).

Для вычисления предположим, что образование быстрых атомов на первых 3,5 *см* пробега происходит равномерно и что ρ — это отношение числа быстрых атомов, образующихся на 1 *см* пути, к числу α-частиц, проходящих через газ.

Число атомов отдачи Q, попадающих в 1 *сек* на экран площадью A после прохождения через l *см* газа, будет равно

$$Q = \rho \frac{AlN}{4\pi r^2},$$

где N — полное число α-частиц, испускаемых источником в 1 *сек* ($3{,}7 \cdot 10^7$ в 1 *сек* на 1 *мг* активности радия); r — расстояние источника от экрана.

Полагая

$$Q = \frac{1,5}{60}, \quad A = 0,0314\, см^2, \quad l = 3,5\, см, \quad r = 7,5\, см,$$

получим среднее значение

$$\rho = 4,3 \cdot 10^{-6}.$$

Если принять во внимание, что, как хорошо известно, вблизи конца пробега вследствие рассеяния число α-частиц уменьшается, то очевидно, что истинная величина ρ значительно больше полученного значения и, вероятно, составляет около $7 \cdot 10^{-6}$.

В экспериментах с водородом было показано, что $\rho \approx 1 \cdot 10^{-5}$, т. е. не очень отличается от наблюдаемого в этих экспериментах значения. Следовательно, можно сделать вывод, что примерно одно и то же число быстрых атомов образуется на 1 *см* пути α-частиц при их прохождении через воздух, кислород и водород. Как и в случае водорода, можно показать, что все α-частицы, пролетающие мимо атомного ядра в пределах расстояния по перпендикуляру $p = 2,4 \cdot 10^{-13}$ *см*, вызывают появление быстрых атомов азота и кислорода.

Из этих результатов ясно, что при сближении ядер на расстояния порядка диаметра электрона их нельзя более рассматривать как точечные заряды. На основании проведенных экспериментов трудно однозначно определить то расстояние, на котором силы между двумя ядрами становятся аномальными, но грубую оценку провести можно. Рассматривая ядра как точечные заряды, находим, что наименьшее расстояние между ними при столкновении составляет $1,9 \cdot 10^{-13}$ *см* в случае атома водорода и $3,8 \cdot 10^{-13}$ *см* в случае атома кислорода. Если принять во внимание, что эффекты, производимые α-частицами в водороде и кислороде, очень схожи между собой и во втором случае отталкивающие силы между ядрами больше, представляется вероятным, что аномальные силы в случае кислорода проявляются на вдвое большем расстоянии, нежели в случае водорода. Это означало бы, что быстрое изменение величины и направления сил между ядрами, которые приводят к выталкиванию быстрых атомов главным образом в направлении α-частицы, должно начинаться на расстоянии около $7 \cdot 10^{-13}$ *см*. Такой результат следовало ожидать на основании общих соображений, так как, по-видимому, ядро кислорода более сложно и имеет бóльшие размеры, чем ядро гелия.

В работе А. Вуда и Резерфорда [5], опубликованной 3 года назад, были описаны эксперименты, которые показали, что в активном осадке тория в дополнение к основной группе пробегов 5,0 и 8,6 *см* имеется некоторое число α-частиц с пробегом 11,3 *см*. В тех экспериментах α-лучи с пробегом 8,6 *см* тормозились в слюде. В свете данных экспериментов присутствующий в слюде кислород должен давать сцинтилляции, подобные сцинтилляциям от α-частиц с пробегом

$$8,6 \cdot \frac{9,0}{7,0} = 11,1\, см.$$

Это почти то же значение, что и наблюдавшееся в экспериментах с торием. Возникает вопрос, не являются ли на самом деле эти длиннопробежные α-частицы следствием столкновения α-частиц с атомами кислорода в слюде? Часть сцинтилляций должна быть, несомненно, обусловлена этой причиной, но, с другой стороны, число наблюдаемых сцинтилляций (примерно $^1/_{10\,000}$ от числа α-частиц) значительно больше, чем следует ожидать из экспериментов с радием C. Дальнейшие эксперименты по выяснению этого важного вопроса предпринимаются в Новой Зеландии профессором Марсденом.

Манчестерский университет, апрель 1919 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bohr N.* Philos. Mag., 1913, **25**, 10.
2. *Darwin C.* Philos. Mag., 1914, **27**, 499.
3. *Wertenstein.* Compt. Rend., 1910, **150**, 869; 1910, **151**, 469.
4. *Wilson C. T. R.* Proc. Roy. Soc. A, 1912, **87**, 227.
5. *Rutherford E.*, *Wood A.* Philos. Mag., 1916, **31**, 379.

СТОЛКНОВЕНИЕ α-ЧАСТИЦ С ЛЕГКИМИ АТОМАМИ *

IV. АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ В АЗОТЕ

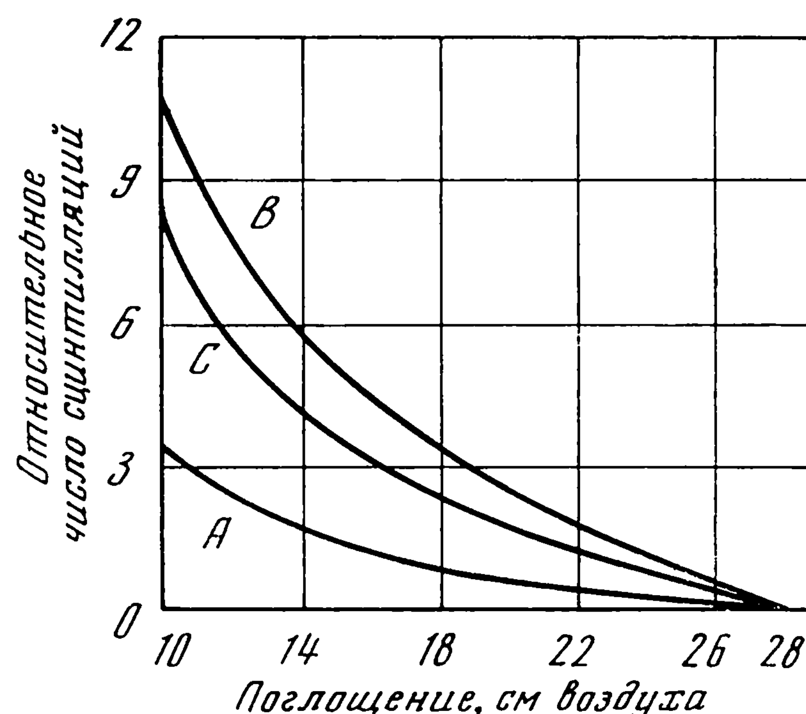
В статье I[1] показано, что металлический источник, покрытый осадком радия С, всегда рождает большое число сцинтилляций на экране из сернистого цинка далеко за пределами пробега α-частиц. Быстрые атомы, вызывающие эти сцинтилляции, несут положительный заряд, отклоняются магнитным полем и имеют примерно те же пробег и энергию, что и быстрые Н-атомы, образующиеся при прохождении α-частиц через водород. Эти «естественные» сцинтилляции приписывались главным образом быстрым Н-атомам из радиоактивного источника. Трудно, однако, решить, выбрасываются ли они из самого радиоактивного источника, или обусловлены воздействием α-частиц на окклюдированный водород.

Для изучения этих «естественных» сцинтилляций был использован такой же прибор, как описанный в статье I. Интенсивный источник радия С устанавливался внутри металлического ящика примерно на расстоянии 3 *см* от стенки, отверстие в которой закрывалось серебряной пластинкой с тормозной способностью, равной около 6 *см* воздуха. Экран из сернистого цинка устанавливался вне ящика, примерно на расстоянии 1 *мм* от серебряной пластинки, чтобы можно было между ними вставлять поглощающую фольгу. Весь прибор помещался в сильное магнитное поле для отклонения β-лучей. Зависимость числа этих «естественных» сцинтилляций от поглощения, выраженного в сантиметрах воздуха, показана на рисунке (кривая *A*). В этом случае воздух из ящика откачивался и использовалась алюминиевая поглощающая фольга. Если в объем вводился сухой кислород или углекислый газ, то число сцинтилляций уменьшалось примерно до величины, ожидаемой исходя из тормозной способности слоя газа.

Неожиданный эффект, однако, был обнаружен, когда ввели сухой воздух. Вместо уменьшения число сцинтилляций возросло и для поглощения, соответствующего около 19 *см* воздуха, это число стало примерно вдвое больше, чем в вакууме. Из этого эксперимента было ясно, что α-частицы при прохождении через воздух дают начало длиннопробежным сцинтилляциям, яркость которых глазу кажется примерно такой же, как яркость Н-сцинтилляций. Для выяснения происхождения этих сцинтилляций был предпринят ряд систематических наблюдений. Прежде всего, как мы ви-

* Philos. Mag., 1919, June, ser. 6, **37**, 581—587.

[1] См. стр. 247 настоящего тома.— *Прим. ред.*



дели, прохождение α-частиц через азот и кислород приводит к возникновению многочисленных ярких сцинтилляций, имеющих пробег в воздухе около 9 *см*. Эти сцинтилляции соответствуют примерно пробегу, которого следует ожидать, если они обусловлены быстрыми N- или O-атомами, несущими единичный заряд и образующимися при столкновении с α-частицами. Поэтому все эксперименты были проведены с поглощением, большим 9 *см* воздуха, чтобы эти атомы поглотились раньше, чем достигнут экрана из сернистого цинка.

Оказалось, что эти длиннопробежные сцинтилляции не могут быть связаны с присутствием в воздухе водяных паров, так как число их лишь не намного уменьшалось при применении совершенно сухого воздуха. Этого и следовало ожидать, так как в среднем число дополнительных сцинтилляций, обусловленных воздухом, было эквивалентно числу H-атомов, образующихся в смеси водорода с кислородом при давлении 6 *см*. Поскольку в среднем давление водяных паров в воздухе было не больше 1 *см*, полное осушение воздуха не должно было уменьшить число сцинтилляций больше, чем на $^1/_6$. Даже если вместо сухого воздуха вводился кислород или двуокись углерода с насыщенным давлением водяных паров при 20° C, число сцинтилляций было намного меньше, чем с сухим воздухом.

Хорошо известно, что в атмосферном воздухе обычно содержание водорода или газов очень мало, причем это не зависит от того, брался ли воздух непосредственно из комнаты, вне стен лаборатории или же собирался несколько дней над водой. Возможно, что наблюдающийся в воздухе эффект обусловлен освобождением H-атомов из частичек пыли в воздухе. Однако не было заметной разницы и тогда, когда сухой воздух фильтровался через длинную пробку из ваты или когда он для удаления пыли несколько дней накапливался над водой.

Аномальный эффект наблюдался в воздухе и не наблюдался в кислороде или двуокиси углерода, поэтому он должен быть вызван азотом или другим газом, присутствующим в атмосферном воздухе. Такая возможность, однако, исключена сравнением эффектов, получающихся в воздухе и химически приготовленном азоте. Азот получался по широко известному методу — добавлением хромистого аммония к нитриту натрия и последующим накоплением над водой. Перед введением в прибор азот тщательно высушивался. В чистом азоте число длиннопробежных сцинтилляций в тех же условиях превышало число сцинтилляций в воздухе. В результате тщательных экспериментов было найдено, что отношение эффектов равно 1,25, т. е. той величине, которую и следовало ожидать, если сцинтилляции вызваны азотом.

Полученные до сего времени результаты показывают, что длиннопробежные сцинтилляции, наблюдаемые в воздухе, должны быть приписаны азоту, однако важно также показать, что они возникают в результате столкновения α-частиц с атомами азота в объеме газа. Прежде всего было установлено, что число сцинтилляций изменяется с давлением воздуха так, как и следует ожидать, если они возникают в результате столкновения α-частиц с атомами азота при прохождении частиц через слой газа. Кроме того, при установке вплотную к источнику алюминиевого или золотого поглощающего экрана пробег частиц, вызывающих сцинтилляции, уменьшился так, как следовало бы ожидать, если бы пробег выбрасываемого атома был пропорционален пробегу бомбардирующих α-частиц. Из этих результатов ясно, что частицы, вызывающие сцинтилляции, возникают в объеме газа и не обязаны своим появлением каким-либо поверхностным эффектам в радиоактивном источнике.

Кривая *A* на рисунке отображает результаты типичного эксперимента и показывает зависимость числа естественных сцинтилляций от количества поглощающего вещества на их пути, выраженного в сантиметрах воздуха для α-частиц. В этих экспериментах в прибор вводился углекислый газ при таком давлении, чтобы он создавал то же поглощение α-частиц, что и обычный воздух. Кривая *B* соответствует случаю, когда вместо углекислого газа вводился воздух при нормальном давлении. Разностная кривая *C* показывает соответствующую зависимость числа сцинтилляций, возникающих в азоте воздуха. Обычно оказывалось, что отношение эффекта в азоте к естественному при поглощении, равном 19 *см*, было несколько больше, чем при поглощении, равном 12 *см*.

Чтобы можно было оценить величину эффекта, пространство между источником и экраном заполнялось углекислым газом при уменьшенном давлении, а затем добавлялся водород при известном давлении. Давление углекислого газа и водорода подбиралось так, чтобы полное поглощение α-частиц в смеси газов было равно поглощению в воздухе. Таким способом было обнаружено, что кривая поглощения возникающих в этих условиях H-атомов идет несколько круче, чем кривая *C* на рисунке. Следовательно, количество смешиваемого с углекислым газом водорода, требующееся для получения того же числа сцинтилляций, что и в воздухе, возрастает с увеличением поглощения. Так, при поглощении, соответствующем 12 *см*, эффект в воздухе равен примерно эффекту в водороде при давлении 4 *см*, а при поглощении, равном 19 *см*,— эффекту в водороде при давлении около 8 *см*. Для средней величины поглощения эффект в воздухе равен примерно эффекту в водороде при давлении 6 *см*. Это увеличенное поглощение H-атомов в тех же условиях можно объяснить двояко: 1) быстрые атомы из воздуха имеют немного больший пробег, чем H-атомы, или 2) атомы из воздуха еще в большей степени выбрасываются в направлении полета α-частиц.

Хотя максимальный пробег, соответствовавший сцинтилляциям в воздухе, когда в качестве источника α-лучей служил радий C, по-видимому,

примерно тот же (28 *см*), что и для Н-атомов, образующихся в водороде, фиксировать точно конец пробега трудно вследствие малого числа сцинтилляций и их слабости. Были проведены специальные эксперименты с целью проверки, не могут ли наблюдаться при благоприятных условиях какие-либо сцинтилляции, обусловленные азотом, за пределами поглощения 28 *см* воздуха. Для этого на расстоянии 2,5 *см* от экрана из сернистого цинка устанавливался сильный источник (активностью около 60 *мг* радия), а пространство между ними заполнялось сухим воздухом. При еще меньшем расстоянии экран становился слишком ярким, чтобы можно было обнаружить очень слабые сцинтилляции. За пробегом 28 *см* никаких определенных признаков сцинтилляций не найдено. Поэтому, видимо, наиболее вероятно второе объяснение.

В статье III[1] мы видели, что число быстрых атомов азота или кислорода, образующихся на единице пути за счет столкновения с α-частицами, примерно равно соответствующему числу Н-атомов в водороде. Поскольку число длиннопробежных сцинтилляций в воздухе эквивалентно образующемуся в тех же условиях в слое водорода при давлении 6 *см*, то мы отсюда можем сделать вывод, что только один длиннопробежный атом образуется при каждых 12 таких столкновениях, дающих начало быстрым атомам азота с максимальным пробегом 9 *см*.

Интересно привести данные о числе длиннопробежных сцинтилляций, образующихся в определенных условиях в азоте при атмосферном давлении. В слое азота длиной 3,3 *см* при полном поглощении, соответствующем в воздухе расстоянию 19 *см* от источника, число сцинтилляций в азоте на 1 *мг* активности равно 0,6 в минуту на экране площадью 3,14 *мм*^{2}.

Длиннопробежные атомы в азоте как по своему пробегу, так и по яркости сцинтилляций чрезвычайно похожи на Н-атомы и, по всей вероятности, представляют собой атомы водорода. Однако, чтобы установить этот важный факт однозначно, необходимо определить отклонение этих атомов в магнитном поле. Несколько предварительных экспериментов было сделано методом, подобным применявшемуся при измерении скорости Н-атома (см. статью II) [2]. Основная трудность заключается в получении достаточно большого отклонения потока атомов, а также достаточного для счета числа сцинтилляций в минуту. Испущенные источником α-лучи проходили через сухой воздух между двумя параллельными горизонтальными пластинами длиной 3 *см*, отстоящими одна от другой на расстоянии 1,6 *мм*; при этом наблюдалось число сцинтилляций на расположенном вблизи конца пластины экране при различных напряженностях магнитного поля. В этих условиях, когда сцинтилляции возникают от всей длины воздушного столба между пластинами, наибольшее достижимое магнитное поле уменьшало число сцинтилляций всего на 30%. Примерно такое же уменьшение наблюдалось и в том случае, когда воздух заменялся

---

[1] См. стр. 277 настоящего тома.— *Прим. ред.*
[2] См. стр. 268 настоящего тома.— *Прим. ред.*

смесью углекислого газа с водородом с той же тормозной способностью по α-лучам. Насколько можно судить по экспериментам, этот факт указывает, что сцинтилляции обусловлены Н-атомами; однако действительное число сцинтилляций и степень их уменьшения были слишком малы, чтобы можно было с уверенностью полагаться на полученные результаты. Чтобы решить этот вопрос однозначно, по-видимому, необходимо применить в качестве источника твердые азотные соединения, свободные от водорода, и использовать более сильные источники α-лучей. В такого рода экспериментах важно будет различать отклонения, обусловленные Н-атомами и возможными атомами с атомным весом 2. Из приведенных в статье III расчетов видно, что столкновение α-частицы со свободным атомом с массой 2 должно привести к появлению атома с пробегом в воздухе около 32 *см* и с начальной энергией около 0,89 от начальной энергии Н-атома, образующегося в тех же условиях. Отклонение пучка таких лучей в магнитном поле должно быть около 0,6 отклонения, наблюдаемого у соответствующего пучка Н-атомов.

Обсуждение результатов

На основе полученных результатов трудно удержаться от заключения, что длиннопробежные атомы, возникающие при столкновениях α-частиц с азотом, это не атомы азота, а, по-видимому, атомы водорода или атомы с массой 2. Если это действительно так, то мы должны сделать вывод, что атом азота распадается под действием громадных сил, развивающихся при близком столкновении с быстрой α-частицей, и что освобождающийся атом водорода образует составную часть ядра азота. В статье III мы уже обращали внимание на весьма удивительный факт, что пробег атомов азота в воздухе примерно такой же, как и у атомов кислорода, тогда как следовало ожидать разницу около 19%. Если при столкновениях, которые приводят к возникновению быстрых атомов азота, в то же время отщепляется водород, такая разница может быть отнесена за счет распределения энергии между двумя системами.

Интересно отметить, что, в то время как большинство легких атомов, как это хорошо известно, имеет атомные веса, выражаемые формулой $4n$ или $4n + 3$, где n — целое число, атом азота — это единственный атом, атомный вес которого выражается формулой $4n + 2$. На основе радиоактивных данных можно предположить, что ядро азота состоит из трех ядер гелия, масса каждого из которых равна 4, и еще двух ядер водорода или одного с массой 2. Если бы Н-ядра были спутниками главной системы с массой 12, то число близких столкновений с такими связанными Н-ядрами оказалось бы меньше, чем со свободными, так как α-частица при столкновении попадает в комбинированное поле Н-ядра и центральной массы. При таких условиях следует ожидать, что α-частица может только случайно приблизиться к Н-ядру настолько близко, чтобы сообщить ему максимальную скорость, хотя во многих случаях она может придать ему энер-

гию, достаточную для разрыва его связи с центральной массой. Такая точка зрения могла бы объяснить, почему число быстрых атомов водорода из азота меньше соответствующего их числа в свободном водороде, а также меньше числа быстрых атомов азота. Основные результаты указывают, что освобождающиеся Н-ядра находятся от центра основной массы на расстоянии, равном примерно двум диаметрам электрона ($7 \cdot 10^{-13}$*см*). Без знания законов сил на столь малых расстояниях трудно оценить энергию, необходимую для освобождения Н-ядра, или рассчитать максимальную скорость, которая может быть сообщена высвобождающемуся Н-атому. Нельзя ожидать *a priori*, что скорость или пробег высвобождающегося из атома азота Н-атома будут теми же, что и у Н-атома, образующегося при столкновении в свободном водороде.

Если принять во внимание громадную энергию движения α-частицы, испускаемой радием С, то близкое столкновение такой α-частицы с легким атомом представляется наиболее подходящим средством разрушения ядра. Возникающие в ядре при столь близких столкновениях силы, по-видимому, наибольшие из всех, которые могут быть получены в настоящее время доступными способами. Если учесть огромные развивающиеся здесь силы, то не столь удивительно, что распадается атом азота, сколько то, что сама α-частица избегает разрушения на свои компоненты. В целом результаты указывают, что если экспериментально станет возможным получать α-частицы или подобные им снаряды еще большей энергии, то мы могли бы, вероятно, разрушить ядерные структуры многих легких атомов.

Я хочу выразить благодарность Вильяму Кэю за неоценимую помощь при счете сцинтилляций.

Манчестерский университет, апрель 1919 г.

ЯДЕРНОЕ СТРОЕНИЕ АТОМОВ*

БЕЙКЕРИАНСКАЯ ЛЕКЦИЯ

Введение

Представление о ядерном строении вещества первоначально возникло из попыток объяснить рассеяние α-частиц на большие углы при прохождении через тонкие слои вещества [1]. Поскольку α-частицы обладают большой скоростью и большой массой, то эти большие отклонения были весьма примечательны и указывали на существование очень интенсивных электрических или магнитных полей внутри атома. Чтобы объяснить эти результаты, необходимо было предположить [2], что атом состоит из заряженного массивного ядра очень малых размеров по сравнению с обычно принятой величиной диаметра атома. В этом положительно заряженном ядре сосредоточена бóльшая часть массы атома, и оно окружено на некотором расстоянии системой отрицательных электронов, число которых равно результирующему положительному заряду ядра. В этих условиях вблизи ядра существует очень интенсивное электрическое поле, и большие отклонения α-частицы при встрече с отдельным атомом происходят в том случае, когда частица проходит вблизи ядра.

Предполагая, что электрические силы между α-частицей и ядром в прилегающей к ядру области изменяются обратно пропорционально квадрату расстояния, автор получил соотношение, связывающее число рассеянных на некоторый угол α-частиц с зарядом ядра и энергией α-частицы. Под влиянием центрального силового поля α-частица описывает гиперболическую орбиту вокруг ядра, и величина отклонения частицы зависит от степени приближения ее к ядру. Из полученных таким образом данных по рассеянию α-частиц было сделано заключение, что результирующий заряд ядра приблизительно равен $^1/_2\,Ae$, где A — атомный вес, а e — фундаментальная единица заряда. Гейгер и Марсден [3] провели серию тщательных экспериментов для проверки справедливости этой теории и подтвердили основные выводы. Они нашли, что заряд ядра примерно равен $^1/_2Ae$, но в силу специфики этих экспериментов точность определения его величины составляла около 20%. Дарвин [4] разработал полностью теорию отклонения α-частицы и ядра с учетом массы ядра и показал, что результаты экспериментов Гейгера и Марсдена в случае действия центральных сил не могут быть согласованы ни с одним законом, кроме закона обратной

* Proc. Roy. Soc., 1920, A, 97, 374—400.

пропорциональности квадрату расстояния. Таким образом, в опытах по рассеянию α-лучей идея ядерного строения атомов нашла сильное подтверждение.

Так как атом электрически нейтрален, то число внешних электронов, окружающих ядро, должно быть равно числу единиц общего заряда ядра. Следует отметить, что на основании исследования рассеяния Х-лучей легкими элементами Баркла [5] в 1911 г. показал, что число электронов должно быть примерно равно половине атомного веса. Этот вывод был сделан на основе теории рассеяния Дж. Дж. Томсона, в которой предполагается, что каждый внешний электрон в атоме действует как независимая рассеивающая единица.

Таким образом, два совершенно различных метода дали одинаковые результаты относительно числа внешних электронов в атоме. Рассеяние α-лучей, кроме того, еще показало, что положительный заряд должен быть сконцентрирован в массивном ядре малых размеров. Ван-ден-Брок [6] высказал мысль, что рассеяние α-частиц атомами не противоречит возможности того, что заряд ядра равен атомному номеру атома, т. е. номеру места, занимаемого данным атомом, когда элементы расположены в порядке возрастания их атомных весов. Важное значение атомного номера для характеристики свойств атома было выяснено в замечательной работе Мозли [7] о спектрах Х-лучей элементов. Он показал, что частота колебаний соответствующих линий в спектрах Х-лучей элементов зависит от квадрата числа, которое изменяется на единицу при последовательном переходе от элемента к элементу. Это соотношение можно объяснить, предположив, что при переходе от атома к атому ядерный заряд изменяется на единицу и что он именно равен атомному номеру. Кстати, я должен подчеркнуть, что большое значение работы Мозли заключается не только в определении числа возможных элементов и положения неизвестных элементов, но и в установлении того факта, что свойства атомов определяются числом, которое изменяется на единицу при переходе от атома к атому. Это дает нам новый метод изучения периодической системы элементов, так как атомный номер или равный ему заряд ядра имеет более фундаментальное значение, нежели атомный вес. В работе Мозли частота колебаний атома не точно пропорциональна N (N — атомный номер), а $(N - a)^2$, где a — постоянная, зависящая от того, какая из серий характеристических излучений элементов (K- или L-серия) измеряется. Предполагают, что эта константа зависит от числа и положения электронов вблизи ядра.

Заряд ядра

Вопрос о том, является ли атомный номер элемента действительной мерой его ядерного заряда, настолько важен, что для разрешения его должны быть применены любые возможные методы. В настоящее время в Кавендишской лаборатории ведется несколько исследований с целью

проверки этого соотношения. Два наиболее прямых метода основаны на изучении рассеяния быстрых α- и β-лучей. Первый метод применяет Чадвик, который внес ряд новых приемов; вторым пользуется Кроусер. Полученные до сих пор Чадвиком результаты вполне подтверждают идентичность атомного номера с ядерным зарядом в пределах возможной точности эксперимента — около 1%.

Таким образом, ясно, что мы имеем серьезные основания утверждать, что ядерный заряд численно равен атомному номеру элемента. Между прочим, эти результаты, а также работа Мозли показывают, что в окружающей ядро области достаточно точно выполняется закон обратной пропорциональности квадрату расстояния. В высшей степени интересно найти размеры этой области, так как они дадут нам определенные сведения о расстояниях внутренних электронов от ядра. С этой точки зрения важная информация должна быть получена от сравнения рассеяния быстрых и медленных β-лучей. Согласно эксперименту и теории, при рассеянии α-лучей между 5 и 150° следует, что в случае тяжелых элементов вроде золота закон обратной пропорциональности квадрату расстояния выполняется точно для расстояний примерно между $36 \cdot 10^{-12}$ и $3 \cdot 10^{-12}$ *см* от центра ядра. Следовательно, можно сделать вывод, что в этой области если и имеются электроны, то в малом количестве.

При прямом столкновении с атомом золота (ядерный заряд 79) α-частица поворачивает назад на расстояние $3 \cdot 10^{-12}$ *см* от ядра. Это указывает, что даже на столь коротких расстояниях ядро можно рассматривать как точечный заряд. Продвинуться дальше в вопросе о размерах ядра тяжелых атомов мы не сможем до тех пор, пока у экспериментаторов в распоряжении не будет более быстрых α-частиц. Однако, как мы увидим дальше, в случае более легких атомов, когда α-частицы могут подходить ближе к ядру, ситуация более обнадеживающая.

Вряд ли необходимо подчеркивать большое значение ядерного заряда для характеристики физических и химических свойств элемента, так как совершенно очевидно, что число и распределение внешних электронов, от которых зависит большинство физических и химических свойств, обусловлено общим зарядом ядра. Как это следует из теоретических соображений и подтверждается экспериментально, истинная масса ядра оказывает незначительное влияние на расположение внешних электронов и их колебания.

Поэтому вполне возможно представить себе существование элементов с совершенно одинаковыми физическими и химическими свойствами, но с разными массами, так как при одном и том же ядерном заряде могут существовать различные устойчивые комбинации единиц, из которых построено сложное ядро. Следовательно, зависимость свойств атома от заряда его ядра, а не от массы дает рациональное объяснение существования изотопов, физические и химические свойства которых могут быть совершенно неразличимыми, тогда как массы могут варьироваться в определенных пределах. Этот важный вопрос мы рассмотрим в дальнейшем более подроб-

но, когда будем говорить о природе структурных единиц, из которых построено ядро.

Таким образом, общая проблема строения атома, естественно, распадается на две части:

1) строение самого ядра;

2) распределение и способы колебания внешних электронов.

Сегодня я не собираюсь касаться второго вопроса, так как это необычайно обширная тема, и здесь есть широкое поле для различных мнений. Эта сторона проблемы первоначально изучалась Бором и Никольсоном, которые сделали значительный шаг вперед. Недавно Зоммерфельд и другие с большим успехом применили общий метод Бора для объяснения тонкой структуры спектральных линий и сложных типов колебаний простых атомов, наблюдающихся при эффекте Штарка. Недавно Ленгмюр и другие изучали проблему распределения внешних электронов с химической точки зрения и подчеркнули важность допущения более или менее кубического расположения электронов в атоме. Не подлежит сомнению, что каждая из этих теорий имеет определенную сферу приложения, однако на сегодня наши знания слишком скудны, чтобы согласовать между собой очевидные различия в этих теориях.

Сегодня я намереваюсь обсудить довольно подробно эксперименты, проведенные для выяснения вопроса о строении и устойчивости ядер некоторых простых атомов. Из изучения радиоактивности известно, что ядра радиоактивных элементов частично состоят из ядер гелия с зарядом $2e$. Кроме того, у нас имеются серьезные основания считать, что ядра атомов наряду с положительно заряженными частицами содержат также и электроны и что положительный заряд ядра соответствует избытку общего положительного заряда над отрицательным. Интересно отметить совершенно различную роль, которую играют электроны вне атома и внутри него. В первом случае они располагаются на расстоянии от ядра, которое, несомненно, определяется главным образом зарядом ядра и взаимодействием их собственных полей. Внутри ядра электроны образуют очень тесное и прочное объединение с положительно заряженными единицами, и, насколько нам известно, именно вне ядра они находятся в неустойчивом состоянии. Каждый внешний электрон, несомненно, взаимодействует с ядром как точечный заряд, тогда как о внутреннем электроне этого сказать нельзя. По-видимому, внутренние электроны под влиянием огромных сил сильно деформируются и силы в этом случае могут совершенно отличаться от тех сил, которые можно ожидать для недеформированного электрона, как, например, вне ядра. Быть может, поэтому электрон может играть столь различную роль в этих двух случаях и даже образовывать стабильные системы.

В ядерной теории обычно предполагается, что электрические силы и заряды играют преобладающую роль в формировании структуры внутренних и внешних частей атома. Значительный успех этой теории в объяснении фундаментальных явлений служит указанием общей справедливости

этой точки зрения. В то же время, если электроны и составляющие ядро части находятся в движении, то должны возникать магнитные поля, которые следует принимать во внимание во всякой полной теории атома. В этом отношении магнитные поля надо считать скорее вторичным, нежели первичным, фактором, несмотря на то, что эти поля могут играть существенную роль в условиях равновесия атома.

Размеры ядер

Мы видели, что в случае атомов с большим ядерным зарядом даже самая быстрая α-частица не может проникнуть в саму структуру ядра, так что мы можем лишь оценить его максимальные размеры. Однако в случае легких атомов, когда заряд ядра мал, при прямом столкновении α-частица приближается так близко к ядру, что мы можем оценить его размеры и составить некоторое представление о действующих силах. Наилучшим образом это видно в случае прямого столкновения α-частицы с атомом водорода. В этом случае Н-атом приходит в столь быстрое движение, что он проходит в четыре раза больший путь, чем сталкивающаяся с ним α-частица, и может быть зарегистрирован по сцинтилляции, вызываемой им на экране из сернистого цинка [8]. В работе [9] я показал, что эти сцинтилляции обусловлены атомами водорода, несущими единичный положительный заряд и летящими со скоростью, которую следует ожидать по простой теории столкновений, т. е. со скоростью в 1,6 раза большей скорости α-частицы. Соотношение между числом и скоростью этих Н-атомов совершенно отлично от того, которое следовало ожидать, если рассматривать α-частицу и Н-атом как точечные заряды на данном расстоянии. В результате столкновения с быстрыми α-частицами получаются Н-атомы, которые с почти одинаковыми скоростями летят по направлению налетающих α-частиц. Отсюда было выведено, что закон обратной пропорциональности квадрату расстояния становится несправедливым, когда ядра приближаются друг к другу на расстояние, меньшее $3 \cdot 10^{-13}$ *см*. Это служит указанием на то, что ядра имеют размеры этого порядка величины и что силы между ядрами очень быстро меняются по величине и направлению при сближении на расстояния, сравнимые с обычно принятыми размерами диаметра электрона. Было указано, что при таких близких столкновениях между ядрами развиваются огромные силы и что, возможно, при столкновении структура ядер претерпевает значительную деформацию. Тот факт, что ядро гелия, которое, как можно предполагать, состоит из четырех Н-атомов и двух электронов, выдерживает это столкновение, свидетельствует о чрезвычайной устойчивости его структуры. Аналогичные результаты [10] наблюдались при столкновениях α-частиц с атомами азота и кислорода. И в этом случае атомы отдачи вылетали главным образом вперед, в направлении α-частицы, а область, где развивались особые силы, имела тот же порядок величины, что и в случае столкновения α-частицы с водородом.

Не подлежит сомнению, что пространство, занятое ядром, и расстоя-

ния, на которых силы становятся необычными, возрастают вместе со сложностью структуры ядра. Следует ожидать, что H-ядро должно быть наиболее простым из всех, и если это положительный электрон, то оно может иметь чрезвычайно малые размеры по сравнению с отрицательным электроном. При столкновениях с H-атомами α-частицы следует рассматривать как более сложные структуры.

Диаметр ядер легких атомов, за исключением водорода, имеет, повидимому, порядок величины $5 \cdot 10^{-13}$ *см*, и при близких столкновениях ядра приходят почти в контакт, а, быть может, их структуры даже проникают одна в другую. Можно предполагать, что в этих условиях столкновение выдержат только очень устойчивые ядра, так что весьма интересно исследовать возможность распада ядра.

Длиннопробежные частицы, возникающие в азоте

В предыдущих статьях [9, 10] я описал явления, происходящие при тесных столкновениях быстрых α-частиц с легкими атомами вещества, чтобы определить, не могут ли подвергаться разложению ядра некоторых легких атомов под влиянием огромных сил, развивающихся при столь тесных столкновениях. Было показано, что при прохождении α-частиц через сухой азот возникают быстрые частицы, весьма напоминающие по яркости сцинтилляций и по дальности проникновения атомы водорода, приведенные в движение в результате столкновения с α-частицами. Далее было показано, что эти быстрые атомы, которые появляются только в сухом азоте, но не в кислороде или в двуокиси углерода, не могут быть приписаны присутствию водяного пара или другого вещества, содержащего водород, и должны возникать при столкновении α-частицы с атомами азота. Число таких сцинтилляций, вызванных азотом, было мало (примерно 1 : 12 соответствующего числа в водороде), но оно было в два или в три раза больше числа естественных сцинтилляций источника. В среднем число наблюдавшихся в азоте сцинтилляций было равно числу сцинтилляций, которые наблюдались, когда водород при давлении примерно 6 *см* примешивался к кислороду или двуокиси углерода при нормальном давлении.

Хотя в основном результаты указывали на то, что эти длиннопробежные атомы из азота представляют собой заряженные атомы водорода, первые эксперименты по определению массы этих частиц путем отклонения в сильном магнитном поле не привели к определенным результатам.

На основании данных моей предыдущей работы [10] можно построить несколько теорий относительно этих частиц. Вычисленная длина пробега однозарядного атома, приведенного в движение в результате столкновения с α-частицей с пробегом в воздухе R *см*, имеет следующие значения:

Масса	1	2	3	4
Пробег R, *см*	3,91	4,6	5,06	4,0

Вследствие малого числа и слабости сцинтилляций, в этих экспериментах пробег быстрых атомов из азота не мог быть измерен с точностью, достаточной, чтобы сделать определенный выбор между предполагаемыми теориями. Некоторые из моих корреспондентов указывали на вероятность того, что эти частицы были просто первоначальные α-частицы, потерявшие один из своих двух зарядов, т. е. атомы с зарядом 1 и массой 4. Однако, вероятно, нет никаких веских оснований считать, что из всех исследованных элементов именно азот должен быть тем единственным элементом, в котором прохождение быстрых α-частиц приводит к захвату одного электрона.

Однако, если бы условия эксперимента позволили получить достаточное число сцинтилляций, было бы нетрудно выбрать одну из этих различных возможностей, исследуя отклонение быстрых атомов в магнитном поле. Величина отклонения заряженных атомов магнитным полем, перпендикулярным к направлению их полета, пропорциональна e/mu. Предполагая, что эти частицы высвобождаются при прямом столкновении с α-частицей, легко вычислить относительные значения этой величины для различных масс. Если принять величину MV/E для α-частицы за единицу, то значения mu/e для атомов с зарядом 1 и массой 1, 2, 3 и 4 соответственно будут равны 1,25; 0,75; 0,58 и 0,50. Следовательно, H-атомы должны отклоняться больше, чем α-частицы, под действием которых они возникают, между тем как атомы с массой 2, или 3, или 4 будут отклоняться труднее, чем первоначальные α-частицы.

После прибытия в Кембридж я приступил к решению этой задачи различными путями. За счет подбора объектива с большой апертурой удалось увеличить яркость сцинтилляций, и тем самым стало легче их считать. Кроме того, был проведен ряд экспериментов по получению более мощных источников излучения на основе имеющегося в моем распоряжении радия. Однако в конце концов по причинам, которые нет нужды здесь обсуждать, оказалось, что лучше всего получать активный источник излучения в виде радия C способом, описанным в моей предыдущей работе. После некоторого числа наблюдений с твердыми соединениями азота (мы говорим о них ниже) был выработан метод оценки масс частиц, возникающих из азота в газообразном состоянии. Употребление для этой цели собственно газа имело несколько преимуществ перед использованием твердого соединения азота, так как не только возросло число сцинтилляций, но можно было быть уверенным также в отсутствие водорода или водородных соединений.

Окончательная схема эксперимента показана на рис. 1. Главная особенность заключается в применении широкой щели, через которую проходили α-частицы. Как показали эксперименты, отношение числа связанных с газом сцинтилляций к числу естественных сцинтилляций от источника быстро возрастает с увеличением ширины щели. Для пластинок, расположенных на расстоянии 1 *мм* одна от другой, это отношение было меньше единицы, тогда как при расстоянии между ними 8 *мм* оно имело

значение от 2 до 3. Такую зависимость следует ожидать по теоретическим соображениям в том случае, если большинство частиц вылетает по направлению полета α-частиц.

Горизонтальные пластины A и B имели 6,0 *см* в длину, 1,5 *см* в ширину и были расположены на расстоянии 8 *мм* одна от другой. На одном конце помещался источник C — активный осадок радия, а вблизи другого — экран из сернистого цинка. Подставки для источника и щели были установлены в прямоугольном латунном ящике, через который во избежание радиоактивного загрязнения непрерывно пропускался сухой воздух или другой газ. Ящик устанавливался между полюсами большого электромагнита

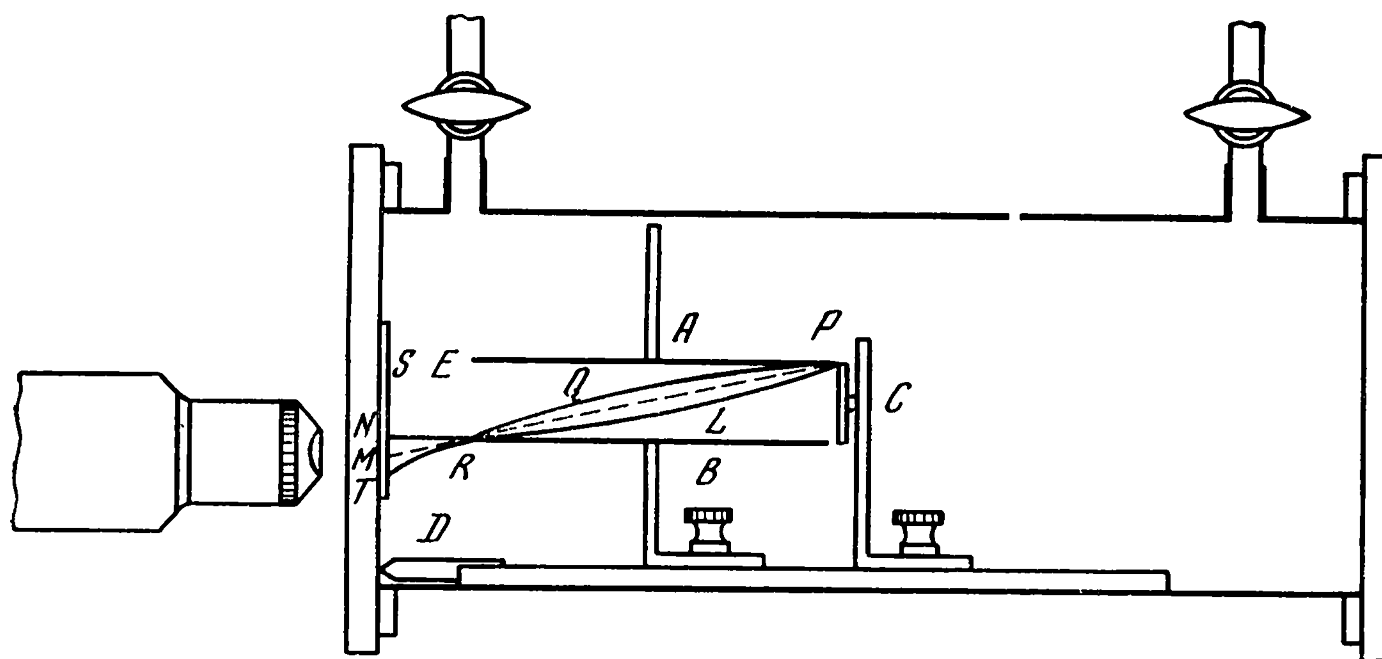


Рис. 1

так, чтобы равномерное поле было параллельно плоскости пластин и перпендикулярно их длине. Между экраном и концом пластинок дополнительно вставляли наконечник D длиной 1,2 *см* для увеличения отклонения выходящих из щели частиц. Экран из сернистого цинка S устанавливался на стеклянной пластинке, закрывавшей с одного конца ящик; расстояние между экраном и источником было равно 7,4 *см*. Атомы отдачи из кислорода или азота с пробегом 9 *см* могли задерживаться алюминиевым экраном с тормозной способностью около 2 *см* воздуха, который устанавливался у конца щели.

При такой ширине щели нельзя было отклонить широкий пучок излучения в сторону, но измерялась величина отклонения излучения, проходящего вблизи нижнего края щели. Для этого важно было наблюдать сцинтилляции в определенном месте экрана вблизи точки M. Метод фиксации положения счетного микроскопа заключался в следующем: источник C устанавливался на своем месте, и объем откачивался до давления в несколько сантиметров. В отсутствие поля нижний край пучка определялся прямой линией PM, пересекающей экран в точке M. Микроскоп располагался так, чтобы граничная линия сцинтилляций была выше горизонтальной риски микроскопа.

При возбуждении магнита, когда лучи отклоняются вниз (назовем его + полем), путь крайних α-частиц изображен кривой $PLRN$, пересекающей экран в точке N так, что граничная линия сцинтилляций смещается в поле зрения вниз. При перемене направления поля (назовем его — полем) путь крайней α-частицы $PQRT$ пересекает экран в точке T и полоса сцинтилляций смещается в поле зрения вверх. Напряженность магнитного поля подбиралась так, чтобы при отрицательном поле сцинтилляции наблюдались по всему экрану, а при положительном они возникали главным образом ниже горизонтальной риски. Вид поля зрения в микроскопе в этих двух случаях изображен на рис. 2, где точки примерно соответствуют плотности распределения сцинтилляций. Горизонтальные границы

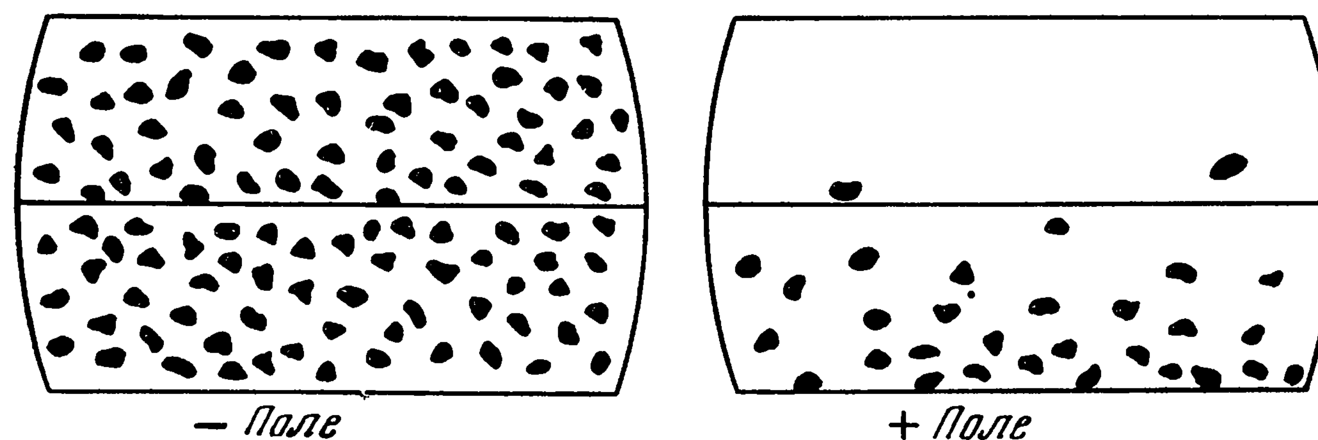


Рис. 2

поля зрения создавались прямоугольным отверстием пластинки, расположенной в плоскости перекрестия. Горизонтальная риска, пересекавшая поле зрения, была видна в условиях счета и позволяла, если это было нужно, считать относительное число сцинтилляций в двух половинах поля. Так как в действительности в экспериментах с азотом число сцинтилляций было слишком мало, чтобы можно было прямо отмечать границы сцинтилляций, то для оценки границы лучей необходимо было определять отношение числа сцинтилляций с +полем и — полем.

Положение микроскопа и напряженность магнитного поля в большинстве экспериментов выбирались такими, чтобы это отношение примерно равнялось 1 : 3. Предварительные наблюдения показали, что это отношение чувствительно к изменениям поля, и, таким образом, оно становится удобным методом оценки относительного отклонения лучей.

После того как положение микроскопа зафиксировано, через прибор непрерывно пропускали поток сухого воздуха. Поглощающий экран устанавливался в положение E, чтобы задерживать N- и O-атомы с пробегом 9 *см*. Затем систематически подсчитывалось число сцинтилляций при двух направлениях поля и, если требовалось, вводилась поправка на слабое радиоактивное загрязнение экрана. Отклонение неизвестных лучей непосредственно сравнивалось с отклонением известных α-лучей. Для этого источник и поглощающий экран удалялись и на месте радиевого источника

ставилась такая же пластинка, покрытая небольшим количеством активного осадка тория. Испущенные торием С α-частицы с пробегом 8,6 *см*, пройдя в воздухе расстояние 7,4 *см*, создавали на экране яркие сцинтилляции. Как и раньше, определялось отношение числа сцинтилляций при + и —полях.

Ниже дан пример подобного сравнения. При токе 4,0 *а* через обмотки электромагнита это отношение частиц, испущенных из азота, равнялось 0,33. Соответствующее отношение для α-частиц, испущенных торием С, было равно 0,44 при токе 4*а* и 0,31 при токе 5*а*. Отсюда видно, что в среднем частицы из азота отклоняются в данном поле больше, чем α-частицы из тория С. Однако, чтобы провести количественное сравнение, необходимо принять во внимание уменьшение скорости лучей при прохождении через воздух. Величина mu/e для α-лучей тория С с пробегом 8,6 *см*, как известно, равна $4{,}28 \cdot 10^5$. Поскольку лучи, прежде чем попасть на экран, проходят в однородном поле 7,4 *см* воздуха, то можно вычислить, что истинное отклонение соответствует в вакууме α-лучам, для которых величина $mu/e = 3{,}7 \cdot 10^5$. Если считать, что отклонение α-частиц при токе 4,8 *а* то же самое, что и для частиц из азота при токе 4 *а* (отношение полей 1,17), то среднее отклонение азотных частиц в условиях данного опыта соответствует лучам в вакууме, для которых величина mu/e равна $3{,}1 \cdot 10^5$.

Если принять во внимание, что частицы возникают во всем объеме газа между пластинками, что их распределение неизвестно и что частицы в среднем вылетают вперед под некоторым углом к направлению падающих α-частиц, то экспериментальных данных совершенно недостаточно для того, чтобы вычислить среднюю величину mu/e для какой бы то ни было массы выбрасываемых частиц. По-видимому, большинство частиц, которые вызывают сцинтилляции, возникает в первых нескольких сантиметрах воздуха возле источника. Действительное отклонение данной частицы магнитным полем зависит от расстояния места ее возникновения от источника. Эти факторы, очевидно, приведут к уменьшению среднего отклонения частиц по сравнению с той величиной, которую имело бы отклонение, если бы частицы вылетали с постоянной скоростью из самого источника. Допуская, что поправка на уменьшение скорости длиннопробежных частиц при прохождении через воздух составляет 10%, получим, что среднее значение mu/e примерно равно $3{,}4 \cdot 10^5$. Так как величина MV/E для α-частиц, испущенных радием С, равна $3{,}98 \cdot 10^5$, то при данных условиях эксперимента среднее значение mu/e для азотных частиц меньше, чем для α-частиц, которые их создают.

Из приведенных ранее в статье данных следует, что это может быть только в том случае, если масса частиц сравнима с массой атома водорода, так как однократно заряженные частицы с массой 2, 3 или 4 должны испытывать меньшие отклонения, чем α-частицы. Например, если мы предположим, что эти частицы есть атомы гелия с одним зарядом, то следует ожидать, что они будут отклоняться примерно вдвое меньше, чем α-частица. Таким образом, результаты экспериментов служат весьма веским

доказательством того, что освобождаемые из азота частицы есть атомы водорода.

Однако еще более убедительное доказательство этого факта можно получить, сравнив отклонение азотных частиц с отклонениями Н-атомов при одинаковых условиях. Для этого в газгольдере была собрана смесь примерно одного объема водорода с двумя объемами углекислого газа, и эта смесь вместо воздуха пропускалась через прибор. Такая пропорция газов была выбрана для того, чтобы тормозная способность смеси для α-частиц была такая же, как у воздуха. При этих условиях Н-атомы, подобно азотным частицам, возникали во всем объеме газа, и, вероятно, относительное распределение Н-атомов вдоль пути α-лучей не сильно отличалось от соответствующего распределения азотных частиц. Если азотные частицы — это Н-атомы, то мы должны ожидать, что среднее отклонение их будет примерно таким же, как для Н-атомов, высвобождаемых из водородной смеси. Ряд тщательных опытов показал, что отношения чисел сцинтилляций при + и —полях одинаковой величины в обоих случаях были настолько близки, что нельзя было экспериментально различить эти случаи. Так как и в одном и в другом случае эксперименты проводились, насколько это возможно, в идентичных условиях, то равенство отношений показывает, что высвобождаемые из азота длиннопробежные частицы есть атомы водорода. Вероятность, что эти частицы обладают массой 2, 3 или 4, определенно исключается.

В предыдущей работе я показал, что длиннопробежные частицы, наблюдаемые в сухом воздухе и чистом азоте, должны возникать из самих атомов азота. Следовательно, ясно, что некоторые атомы азота разрушаются при столкновении с α-частицами и что при этом возникают быстрые атомы положительно заряженного водорода. Отсюда следует сделать вывод, что заряженный атом водорода есть один из компонентов ядра азота.

Хотя давно уже известно, что гелий — продукт самопроизвольного превращения некоторых радиоактивных элементов, вопрос о возможности разрушения структуры стабильных атомов искусственными методами оставался открытым. Здесь впервые было получено доказательство, что водород есть один из компонентов ядра азота.

Нельзя забывать, что количество распадов, возникающих в азоте под действием частиц, чрезвычайно мало. В среднем, вероятно, лишь одна α-частица из 300000 может подойти достаточно близко к ядру азота, чтобы освободить атом водорода с энергией, достаточной для его регистрации методом сцинтилляций. Если бы даже все α-излучение из 1 *г* радия поглотилось газообразным азотом, объем освободившегося водорода составлял бы всего 1/300000 объема гелия, образованного его α-частицами, т. е. был бы равен примерно $5 \cdot 10^{-4}$ *мм*^{3} в год. Возможно, что при столкновении α-частицы с ядром может высвобождаться водород со скоростью, недостаточной для регистрации методом сцинтилляций. Если это окажется так, то количество распадов может быть намного больше приведенной величины.

Эксперименты с твердыми соединениями азота

Опишем теперь вкратце эксперименты с твердыми соединениями азота. Поскольку высвобождение частиц из азота представляет собой чисто атомное явление, то следует ожидать, что подобные частицы должны высвобождаться также из соединений азота в количестве, пропорциональном содержанию азота. Чтобы это проверить, а также изучить природу этих частиц, были исследованы некоторые соединения, богатые азотом. Для этого я использовал следующие вещества, приготовленные со всей возможной тщательностью, чтобы исключить присутствие водорода в какой бы то ни было форме:

1) нитрид бора, любезно приготовленный для меня В. Дж. Шаттом в Манчестерском университете;

2) нитрид натрия, титана и парациан, любезно приготовленные для меня Вильямом Поупом и его ассистентами.

Прибор в этих экспериментах был подобен изображенному на рис. 1, с той лишь разницей, что длина пластинок достигала 4 *см*. Материал в виде порошка насыпался по возможности равномерно при помощи сита на алюминиевую пластинку площадью 2 *см*^{2}. Вес алюминиевой пластинки составлял около 6 *мг/см*^{2}, и обычно на 1 *см*^{2} приходилось от 4 до 5 *мг* вещества. Тормозная способность алюминиевой пластинки для α-частиц соответствовала примерно 3,4 *см* воздуха, а материал брался в таком количестве, что его тормозная способность в среднем была примерно такая же, как и для алюминия. Чтобы вещество пристало к пластинке, вначале наливался слой спирта, затем быстро насыпалось вещество и пластинка просушивалась.

Опыт показал, что при таком применении спирта заметной примеси водорода не вводилось. Экран из сернистого цинка устанавливался вне камеры непосредственно за алюминиевой пластинкой с тормозной способностью, эквивалентной 5,2 *см* воздуха, закрывавшей отверстие в конце латунного ящика. Алюминиевая пластинка с веществом располагалась затем так, что закрывала конец щели, обращенной к источнику, причем принимались необходимые меры, чтобы не стряхнуть вещество. Воздух откачивался, и считалось число сцинтилляций при двух положениях пластинки: 1) когда вещество было обращено к источнику и 2) когда пластинка была перевернута и вещество обращено к щели.

В первом случае α-частицы попадали прямо в исследуемое вещество; во втором случае α-частицы попадали на вещество лишь после того, как их пробег уменьшался примерно наполовину, когда их способность освобождать быстрые атомы значительно уменьшалась. Преимущество этого метода в том, что он избавляет от необходимости вводить поправку на неодинаковое поглощение H-частиц источником в различных экспериментах.

Таким способом было обнаружено, что все исследованные соединения азота давали большее число сцинтилляций в первом положении. Природа этих частиц была исследована таким же методом, как и в случае азота.

Кроме того, было проведено непосредственное сравнение отклонения этих частиц с отклонениями H-атомов, высвобожденных из парафиновой пленки, установленной вместо азотных соединений. Все опыты показали, что частицы отклоняются так же, как и H-атомы из парафина, причем не было обнаружено следов частиц с массой 2, 3 или 4.

Для пленок с одинаковой средней тормозной способностью для α-лучей можно легко подсчитать по правилу Брэгга, что относительная тормозная способность азота в соединениях будет 0,67 для BN, 0,74 для C_2N_2 и 0,40 для нитрида циана, если тормозную способность нитрида натрия принять за единицу. Так как выбрасывание длиннопробежных азотных частиц должно быть атомным явлением, то следует ожидать, что число сцинтилляций за вычетом поправки на естественный фон источника должно быть пропорционально приведенным выше относительным значениям тормозной способности. Наблюдения с нитридами титана и натрия вполне подтвердили это, и число длиннопробежных азотных частиц было в правильном соотношении и примерно таким, как можно было ожидать из опытов с газообразным азотом.

С другой стороны, нитрид бора и парациан дали примерно в полтора — два раза большее число частиц, чем ожидалось теоретически. В этих опытах были приняты все меры, чтобы избежать присутствия водорода или водяных паров. Перед употреблением алюминиевые пластинки прогревались в откачанной кварцевой трубке в электрической печи почти до точки плавления, чтобы выделить водород и другие газы. Исследуемые пленки хранились в эксикаторе и прогревались в электрической печи перед тем, как переносились в прибор. Было проведено несколько контрольных опытов с препаратами, не содержащими азот, например с чистым графитом и кремнеземом, которые любезно изготовил для меня Вильям Поуп. В обоих случаях число сцинтилляций, наблюдавшихся, когда вещество было обращено к источнику α-лучей, было меньше, чем в том случае, когда пластинка переворачивалась. Это указывает на то, что некоторое количество H-атомов высвобождается из прогретого алюминия под действием α-лучей. Таким образом, контрольные эксперименты дали вполне удовлетворительные результаты, так как показали, что H-атомы не появляются в веществах, не содержащих азот. В то же время видно, что H-атомы не возникают в заметных количествах из углерода, кремния или кислорода.

Повышенный эффект в нитриде бора и парациане, естественно, заставляет подозревать, что эти препараты содержат некоторое количество водорода, несмотря на принятые меры предосторожности. В случае нитрида бора пока неизвестно, не испускает ли H-атомы сам бор. Это обстоятельство еще не исследовано. Ввиду такой неопределенности эксперименты с твердыми соединениями азота были временно отложены, и проводились уже описанные эксперименты с газообразным азотом.

Интересно отметить, что для получения того числа H-атомов, которое наблюдалось в этих соединениях, необходимо значительное загрязнение их водородом. Так, в случае нитрида натрия на 1 *г* вещества должно при-

ходиться по крайней мере 50 *см*^{3} водорода. Я склонен думать, что H-атомы, высвобождаемые α-лучами из нитрида натрия, главным образом, если не полностью, обусловлены азотом, а в случае парациана часть эффекта, по-видимому, вызвана примесью водорода или какого-либо его соединения. Впоследствии я надеюсь исследовать этот вопрос более детально.

Короткопробежные атомы, возникающие в кислороде и азоте

Кроме длиннопробежных H-атомов, высвобождаемых из азота в результате прохождения α-частиц через кислород и азот, в гораздо больших количествах возникают быстрые атомы, имеющие в воздухе пробег около 9,0 *см*, тогда как пробег налетающих α-частиц 7,0 *см*. Метод измерения пробега и числа этих атомов был изложен в моей предыдущей работе [10]. Там показано, что эти атомы возникают при прохождении α-частиц через газ. Как раз за пределами пробега α-частиц, испускаемых радием C, эти сцинтилляции оказались ярче тех, которые обусловлены H-атомами, и больше походили на сцинтилляции, вызванные α-частицами.

Ввиду отсутствия определенной информации о природе этих атомов, было сделано предварительное предположение, что это атомы кислорода или азота, несущие один заряд и приведенные в быстрое движение в результате близкого столкновения с α-частицами, так как наблюдаемый пробег этих частиц приблизительно совпадал с пробегом, вычисленным на основе такого предположения. В то же время было указано, что совпадение пробегов атомов кислорода и азота весьма неожиданно, так как предполагалось, что пробег более быстрых N-атомов должен быть на 19% больше пробега более медленных O-атомов. Представлялось возможным, что эти быстрые атомы могут оказаться осколками распавшихся атомов, однако до самого последнего времени я не видел способа решить этот вопрос [1].

Как только применение широкой щели увенчалось успехом при решении вопроса о природе длиннопробежных частиц из азота, с тем же самым прибором и тем же самым методом были проведены опыты по выяснению природы короткопробежных частиц из азота и кислорода.

Прежде всего рассмотрим относительное отклонение, которое можно ожидать для O-атома, приходящего в движение в результате прямого столкновения с α-частицей. Скорость O-атома после соударения равна $^2/_5V$, где V — скорость налетающей α-частицы. Величина mu/e для O-атома с единичным зарядом, как легко видеть, должна быть в 3,1 раза больше, чем для α-частицы перед столкновением. Следовательно, O-атом с единичным зарядом отклонить намного труднее, чем α-частицу; то же самое будет даже тогда, когда его заряд равен 2.

Для проверки этих двух фактов использовался тот же прибор, что изображен на рис. 1. Источник находился на расстоянии 7,4 *см* от экрана из

---

[1] В ноябре 1919 г. в письме ко мне Г. Фулчер (National Research Council, USA) высказал предположение, что эти атомы, возможно α-частицы

сернистого цинка; как и раньше, для увеличения отклонения лучей применялись наконечники длиной 1,2 *см.* Во избежание радиоактивного загрязнения экрана в течение эксперимента через прибор медленно циркулировал сухой воздух или кислород. В случае кислорода наблюдаемые на экране сцинтилляции были обусловлены O-атомами и немного H-атомами из источника. В случае воздуха сцинтилляции частично вызывались N-атомами и частично O-атомами и H-атомами из источника и азота. Истинное число короткопробежных N-атомов, по-видимому, было меньше числа O-атомов в аналогичных условиях.

Положение микроскопа фиксировалось, как и прежде, так, чтобы получилось подходящее отношение числа сцинтилляций при перемене направления магнитного поля. Это отношение зависело от положения микроскопа и в наших экспериментах колебалось между 0,2 и 0,4.

Сразу же стало очевидно, что атомы из кислорода не отклонялись меньше, чем α-частицы, как это должно было быть, если бы они были O-атомами, а отклонялись как раз *больше.* Это обстоятельство сразу же исключило возможность того, что мы имеем здесь дело с атомами кислорода, несущими один или два заряда. Так как гелий выбрасывается при столь многих радиоактивных превращениях, то можно было ожидать, что он представляет собой один из компонентов легких атомов и освобождается при интенсивном столкновении. Однако отклонение атомов, возникающих из кислорода, было значительно больше того, которое можно объяснить таким образом. Чтобы выяснить этот вопрос, в конце экспериментов с кислородом вместо радиевого источника α-частиц был поставлен источник, полученный экспозицией пластины в эманации тория, и таким же способом исследовалось отклонение α-лучей, испущенных торием C, с пробегом 8,6 *см.* Если бы α-частицы выбрасывались из O-атомов вблизи от источника, то они отклонялись бы так, как и α-частицы с пробегом 9,0 *см*; если же они образуются в конце пробега α-лучей, величина отклонения не должна быть больше отклонения α-частиц с пробегом 7 *см*, т. е. примерно на 9% больше, чем в первом случае. Даже если предположить, что частицы высвобождаются равномерно вдоль всего пути α-частиц и движутся в том же направлении, что и налетающие частицы, среднее отклонение пучка не должно отличаться более чем на 5% от величины отклонения α-частиц, испущенных торием C. Если, что кажется вероятным, отдельные атомы вылетают под некоторым углом к направлению падающих α-частиц, среднее отклонение должно быть еще меньше, и, по всей вероятности, меньше, чем у α-частиц, испущенных торием C. В действительности наблюдаемое отклонение было примерно на 20% больше. Это свидетельствует о том, что гипотеза, по которой атомы из кислорода представляют собой заряженные атомы гелия, совершенно неверна.

Если бы атомы из кислорода были H-атомами, они отклонялись бы больше, чем α-частицы, но тогда их максимальный пробег был бы равен 28 *см*, а не наблюдавшемуся пробегу 9 *см.* Таким образом, ясно, что масса этих атомов должна лежать в диапазоне от 1 до 4, тогда как из рассмотрения

пробега частиц и величины отклонения видно, что они несут две единицы заряда.

Чтобы прийти к более определенному выводу, непосредственно сравнивалось отклонение O-атомов в положительном и отрицательном полях определенной величины с отклонением H-атомов из смеси водорода и углекислого газа, взятых по объему в отношении 1 : 2. Чтобы полностью поглотить O-атомы из CO_2, перед экраном из сернистого цинка устанавливался алюминиевый листок, так что полное поглощение между источником и экраном соответствовало 9 *см* воздуха. В обоих экспериментах исследуемые атомы возникали в газе между пластинками, и, вероятно, относительное распределение их вдоль пути α-лучей в обоих случаях заметно не отличалось.

Искомые отношения при перемене направления поля в обоих опытах оказались примерно одинаковыми, но в среднем по нескольким опытам отклонение H-атомов было немного больше, чем атомов, возникающих из кислорода. По результатам нескольких опытов был сделан вывод, что разница в отклонении в среднем не превышает 5%, хотя по характеру наблюдений трудно было фиксировать эту разницу сколько-нибудь определенно.

На основании этих данных и пробегов атомов из кислорода в воздухе можно вычислить массу частиц, высвобождаемых из кислорода.

Пусть m — масса атома из кислорода; u — его максимальная скорость вблизи от источника; E — заряд; M, V, E — соответствующие величины для налетающих α-частиц, а m', u', e — для H-атомов, высвобождаемых вблизи источника.

Скорость частиц из кислорода с пробегом 9 *см* при прохождении их через слой кислорода между источником и экраном толщиной 7,4 *см* непрерывно уменьшается. Отсюда легко подсчитать, что их среднее отклонение в магнитном поле пропорционально 1,14 E/mu, а не E/mu, как в вакууме.

Точно так же отклонение H-атомов пропорционально 1,05 $e/m'u'$, причем в этом случае поправка на изменение скорости меньше и оценивается примерно в 5%. Мы видели, что экспериментальные результаты указывают на то, что атомы, возникающие в азоте, отклоняются примерно на 5% меньше, чем H-атомы. Следовательно,

$$1{,}14\frac{E}{mu} = \frac{1{,}05}{1{,}05}\frac{e}{m'u'} = 1{,}25\frac{E}{MV},$$

или

$$1{,}14MV = 1{,}25mu, \qquad (1)$$

поскольку вычислено и проверено экспериментально, что отклонение H-атома в магнитном поле в 1,25 раза больше отклонения α-частицы, приводящей его в движение (см. статью II [9]). В статье III [10] я указал причины, в силу которых надо считать, что пробег x массы m, имеющей начальную

скорость u и несущей двойной заряд, определяется формулой

$$\frac{x}{R} = \frac{m}{M}\left(\frac{u}{V}\right)^3,$$

где R — пробег α-частицы, обладающей массой M и скоростью V. Поскольку $x = 9{,}0$ *см* для атомов, вылетающих из кислорода при столкновении с α-частицами, испущенными радием С и имеющими пробег 7 *см*, то

$$\frac{x}{R} = 1{,}29;$$

полагая $M = 4$, получим

$$mu^3 = 5{,}16V^3. \qquad (2)$$

Формула этого типа была выведена для пробега Н-атомов и есть все основания считать, что она достаточно точна при таких малых разностях пробега.

Из формул (1) и (2) получаем

$$\underline{u} = \underline{1{,}19}\,V,$$

$$\underline{m} = \underline{3{,}1}.$$

Если принять во внимание трудность получения точных данных, то величина 3,1 показывает, что масса атома примерно равна 3, и при дальнейших обсуждениях эту величину следует считать вероятной.

Когда вместо кислорода брался воздух, то невозможно было в этих двух случаях обнаружить какую-либо разницу в отклонении короткопробежных атомов. Поскольку в воздухе короткопробежные атомы возникают главным образом из азота, можно сделать вывод, что короткопробежные атомы, высвобождаемые при прохождении α-частиц через кислород или азот, состоят из атомов с массой 3, несущих двойной заряд, и первоначально выбрасываются со скоростью $1{,}19V$, где V — скорость налетающей α-частицы.

По-видимому, из полученных результатов следует однозначный вывод: атомы с массой 3 высвобождаются из атомов азота или кислорода в результате интенсивного столкновения с α-частицей. Поэтому разумно предположить, что атомы с массой 3 — это структурные компоненты как ядер кислорода, так и азота. Мы уже ранее показали, что водород также один из компонентов структуры ядра азота. Таким образом, ясно, что распад ядра азота может произойти двумя путями: либо выбрасыванием Н-атомов, либо выбрасыванием атомов с массой 3, несущих два заряда. Поскольку этих атомов с массой 3 в 5—10 раз больше, чем Н-атомов, то, возможно, эти две формы распада независимы одна от другой и не одновременны. Учитывая, что столкновения очень редки, в высшей степени невероятно, чтобы отдельные атомы подвергались обоим типам распада.

Так как частицы, выбрасываемые из кислорода и азота, возникают не у самого источника, а вдоль пути α-частиц, трудно с желаемой точностью определить их массу и скорость. Чтобы обойти эту трудность, были сделаны попытки определения О-атомов, высвобождаемых из слюдяной пластинки, расположенной за источником. Вследствие наличия в слюде водорода, Н-атомы, падающие на экран, были так многочисленны по сравнению с О-частицами, а их отклонения при данных условиях опыта столь близки, что трудно было различить эти атомы.

Вопрос об энергии

При близких столкновениях между α-частицей и атомом законы сохранения энергии и импульса, по-видимому, остаются в силе [11]. Однако в тех случаях, когда атомы распадаются, не обязательно ожидать справедливости этих законов, если не учитывать изменение энергии и импульса атома вследствие его распада. В том случае, когда из ядер азота выбрасывается атом водорода, имеющихся данных недостаточно, чтобы судить об этом, так как мы не знаем определенно ни скорости атомов, ни скорости α-частицы после столкновения.

Если справедливо наше предположение, что из О- и Н-атомов высвобождаются атомы с массой 3, то легко подсчитать, что в результате распада должен получиться небольшой выигрыш в энергии. Если масса высвобождаемого атома точно 3, а скорость равна 1,20 V (где V — скорость налетающей α-частицы), то

$$\frac{\text{Энергия освобожденного атома}}{\text{Энергия } \alpha\text{-частицы}} = \frac{3 \cdot 1{,}44}{4} = 1{,}08,$$

т. е. выигрыш в энергии движения составляет 8%, если даже не учитывать последующее движение распавшегося ядра и α-частицы. Эта дополнительная энергия должна заимствоваться из ядра азота или кислорода точно так же, как и энергия движения α-частицы при вылете из радиоактивного атома.

Для расчета рассмотрим прямое столкновение α-частицы с атомом с массой 3. Скорость последнего равна $^8/_7 V$, где V — скорость α-частицы, а его энергия составляет 0,96 начальной энергии α-частицы. Без сомнения, при фактическом столкновении с атомом кислорода или азота, из которых высвобождается атом с массой 3, как α-частица, так и атом с массой 3 на своем пути находятся под влиянием основного поля ядра. В обоих случаях следует ожидать, что не только α-частица отдает 0,96 своей энергии высвобождающемуся атому, но и он приобретает дополнительную энергию за счет отталкивающего поля ядра.

Поскольку строение ядра и природа сил в непосредственной близости от него нам неизвестны, то нежелательно заниматься предположениями относительно механизма столкновения на этой стадии. Однако можно получить дальнейшие сведения, изучая пути α-частиц в азоте и кислороде

с помощью хорошо известного метода Вильсона. В предыдущей работе [12] я подверг анализу полученную Вильсоном фотографию, на которой имеется внезапное изменение направления пути на 43°, и маленькое ответвление в виде короткой шпоры. Было показано, что относительная длина треков α-частиц и шпоры в грубом приближении согласуется с предположением, что шпора обусловлена атомом кислорода, получившим ускорение. Это вполне вероятно, так как данные свидетельствуют о том, что атомы с массой 3 после высвобождения движутся примерно по направлению α-частицы, а косой удар может и не вызвать распад атома.

Недавно Шимицу в Кавендишской лаборатории модифицировал камеру Вильсона так, что расширения в ней могут периодически повторяться несколько раз в секунду; это позволяет наблюдать пути нескольких частиц в течение достаточного времени. В этих условиях как Шимицу, так и я сам наблюдали в нескольких случаях разветвленные пути α-частицы, в которых длины обоих треков были соизмеримы. Подобные наблюдения непосредственно глазом слишком неопределенны, чтобы можно было относиться к ним с большим доверием. Поэтому Шимицу разработал устройство для получения таких фотографий, где треки можно будет подробно исследовать, не торопясь. Таким образом, можно будет надеяться получить ценную информацию об условиях, которые определяют распад атомов, и об относительной энергии, сообщаемой трем системам, участвующим в распаде, т. е. α-частице, вылетающему атому и остаточному ядру.

Пока мы не располагаем определенной информацией об энергии α-частицы, необходимой для того, чтобы вызвать распад, но общие данные указывают, что быстрые α-частицы с пробегом в воздухе, равном примерно 7 *см*, более эффективны, нежели частицы с пробегом около 4 *см*. Это может и не быть непосредственно связано с энергией, необходимой для того, чтобы вызвать распад самого атома; скорее всего, это связано с невозможностью более медленных α-частиц вследствие влияния отталкивающего поля приблизиться достаточно близко к ядру, чтобы разрушить его. Возможно, что истинная энергия, необходимая для распада атома, мала по сравнению с энергией α-частицы.

Если это так, то вполне возможно, что и другие агенты с меньшей энергией, чем α-частица, вызовут распад. Например, быстрый электрон может приблизиться к ядру с энергией, достаточной для распада ядра, так как он движется в притягивающем, а не в отталкивающем поле, как α-частица. Точно так же проникающее γ-излучение может обладать достаточной энергией, чтобы вызвать распад. Таким образом, весьма важно проверить, могут ли распадаться азот, кислород или другие элементы под действием быстрых катодных лучей, образующихся в разрядной трубке. В отношении кислорода и азота это можно легко проверить, наблюдая после интенсивной бомбардировки соответствующего вещества электронами, не появляется ли спектр, близко напоминающий спектр гелия. Подобные эксперименты начал проводить в Кавендишской лаборатории Ишида. Чтобы быть уверенным в удалении окклюдированного гелия, который мог первоначаль-

но присутствовать в материале прибора, вакуумная трубка из специального стекла и электродов прогревается до высокой температуры. Гелий в разрядных трубках наблюдало несколько исследователей и связывало с выделением его из веществ в результате бомбардировки катодными лучами. Найти истинную причину появления гелия в этих случаях чрезвычайно трудно, однако последние достижения в технике разрядных трубок облегчают возможность дать определенный ответ на этот важный вопрос.

Свойства нового атома

Мы показали, что атомы с массой около 3 и двумя зарядами высвобождаются α-частицами как из кислорода, так и из азота, поэтому естественно предположить, что эти атомы представляют собой независимые структурные единицы обоих газов. Заряженный атом в течение своего полета, видимо, есть ядро нового атома без внешних электронов. Поэтому можно ожидать, что, если придать этому новому атому два отрицательных электрона, он по своим физическим и химическим свойствам окажется почти идентичен атому гелия, но будет иметь массу 3, а не 4. Вполне возможно, что спектры гелия и этого изотопа должны быть практически одинаковыми, но вследствие заметной относительной разницы в массах смещение линий должно быть больше, нежели в случае изотопов тяжелых элементов вроде свинца.

Следует вспомнить, что Бурже, Фабри и Бюиссон [13] на основании изучения ширины линий в спектре туманностей сделали вывод, что этот спектр обусловлен элементом с атомной массой около 2,7, или, округляя, 3. Однако с современной точки зрения трудно предположить, что спектр так называемого «небулия» может быть обусловлен элементом с зарядом ядра 2, если только не предполагать, что при существующих в туманностях условиях спектры совершенно отличаются от наблюдаемых в лаборатории. Возможное происхождение спектра небулия подробно обсуждал Никольсон [14] в совершенно ином духе, и в настоящий момент трудно объяснить, каким образом могут быть связаны новые атомы, возникающие в азоте и кислороде, с веществом туманностей.

Поскольку бóльшая часть обычного гелия, по-видимому, непосредственно или косвенно образовалась при превращениях радиоактивных веществ, а они, насколько нам известно, всегда дают гелий с массой 4, то маловероятно обнаружить в подобных источниках изотопы гелия с массой 3. Однако в высшей степени интересно выяснить, не может ли присутствовать этот изотоп в тех случаях, когда кажущееся присутствие гелия трудно отнести за счет радиоактивного вещества; таков случай, например, берилла, на что обратил внимание Стрэтт [15]. Это все основано на предположении устойчивости атома с массой 3. Тот факт, что он выдерживает интенсивные возмущения в своей структуре при близком столкновении с α-частицей, указывает на то, что это — образование, трудно поддающееся разрушению внешними силами.

Строение ядра и изотопы

При рассмотрении возможного строения элементов естественно предположить, что они построены в конечном счете из ядер водорода и электронов. С этой точки зрения ядро гелия состоит из четырех ядер водорода и двух отрицательных электронов, так что результирующий заряд равен двум. Обычно предполагают, что масса атома гелия, равная 3,997 (если считать массу кислорода равной 16), меньше массы четырех атомов водорода (4,032) из-за близкого взаимодействия полей в ядре, которое приводит к тому, что это ядро обладает меньшей электромагнитной массой, нежели сумма масс его отдельных компонентов. На основе этого факта Зоммерфельд [16] сделал заключение, что ядро гелия должно обладать очень устойчивой структурой, требующей весьма интенсивных сил для ее разрушения. Этот вывод согласуется с экспериментом, так как ни разу не было обнаружено, чтобы гелий распадался под действием быстрых α-частиц, способных разрушить ядра азота и кислорода. В своих последних экспериментах Астон [17] показал, что в пределах точности измерений массы исследованных изотопов обычных элементов выражаются целыми числами, если массу кислорода принять равной 16. Единственное исключение составляет водород, масса которого равна 1,008 в согласии с химическими измерениями. Это не исключает возможности того, что водород представляет собой предельный составной элемент ядра, а указывает на то, что либо группировка ядер водорода и электронов такова, что средняя электромагнитная масса близка к единице, либо (что более вероятно) что вторичные единицы, из которых главным образом построен атом, т. е. гелий или его изотоп, имеют массу, близкую к целому числу, если массу кислорода принять за 16.

Проведенные до сих пор наблюдения не дают возможности решить, обладает ли новый атом массой, равной в точности 3, но по аналогии с гелием можно ожидать, что ядро нового атома состоит из трех H-ядер и одного электрона и что оно имеет массу, более близкую к 3, нежели сумма отдельных масс в свободном состоянии.

Если это предположение верно, то кажется весьма правдоподобным, что один электрон может связать также два H-ядра, а может быть, и одно H-ядро. Тогда в первом случае возможно существование атома с массой, примерно равной 2, и одним зарядом, который нужно рассматривать как изотоп водорода. В другом случае предполагается возможность существования атома с массой 1 и нулевым зарядом ядра. Подобная атомная структура представляется вполне возможной. С современной точки зрения нейтральный атом водорода следует рассматривать как ядро с единичным зарядом, к которому на некотором расстоянии присоединен электрон, и спектр водорода объясняется движением этого удаленного электрона. При некоторых условиях, однако, электрон может быть связан с H-ядром намного сильнее, образуя нечто вроде нейтрального дублета. Такой атом обладал бы весьма своеобразными свойствами. Его внешнее поле бы-

ло бы практически равно нулю повсюду, за исключением области, прилегающей непосредственно к ядру, благодаря чему он мог бы проходить свободно через вещество. Существование таких атомов, вероятно, трудно было бы обнаружить с помощью спектроскопа, и их невозможно было бы сохранять в герметически закрытом сосуде. С другой стороны, они должны легко проникать в недра атома и могут либо соединяться с ядром, либо распасться под действием интенсивного поля ядра, результатом чего будет, вероятно, испускание Н-атома или электрона, или же обоих вместе.

Если существование таких атомов возможно, то они должны возникать, хотя, вероятно, в очень малых количествах, при электрическом разряде через водород, где присутствуют в значительном количестве как электроны, так и Н-ядра. Автор намерен провести эксперименты с целью проверки, не имеется ли каких-либо указаний об образовании подобных атомов в упомянутых условиях.

Существование таких ядер может и не ограничиваться массой 1, а возможно, они существуют с массами 2, 3, 4 или больше в зависимости от возможных комбинаций между дублетами. Существование таких атомов, повидимому, почти необходимо для объяснения строения ядер тяжелых элементов. Действительно, если не предполагать возможным получение заряженных частиц с очень высокими скоростями, то трудно себе представить, каким образом какая бы то ни было положительно заряженная частица может приблизиться к ядру тяжелого атома при наличии его интенсивного отталкивающего поля.

Мы видели, что пока экспериментально обнаружено, что ядра трех легких атомов, вероятно, представляют собой структурные единицы атома, т. е.

$$\overset{+}{H}_1, \quad \overset{++}{X}_3, \quad \overset{++}{He}_4,$$

где индексы соответствуют массе элемента.

При рассмотрении возможного строения ядер сразу же возникают трудности, так как многочисленные комбинации этих структурных соединений с отрицательными электронами могут дать элемент с требуемыми зарядом ядра и массой. При нашем полном незнании законов сил, действующих вблизи ядра, мы не имеем критерия устойчивости или относительной вероятности данной теоретической системы. За исключением нескольких элементов, которые могут существовать в газообразном состоянии, возможность существования изотопов у элементов еще не подтверждена. Когда будут получены дальнейшие сведения о продуктах распада других элементов, помимо двух уже исследованных, и более полные данные о числе и массе изотопов, можно будет вывести приблизительные правила, которые помогут отбирать способы образования ядер из более простых элементов. Поэтому сейчас представляется преждевременным пытаться обсуждать сколько-нибудь детально даже возможную структуру легких и, вероятно, менее сложных атомов. Однако, пожалуй, стоит привести для иллюстра-

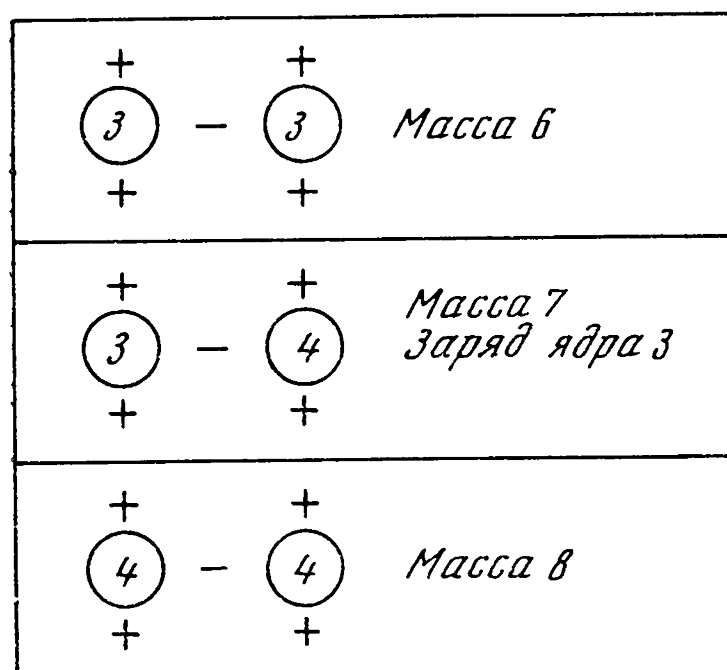


Рис. 3

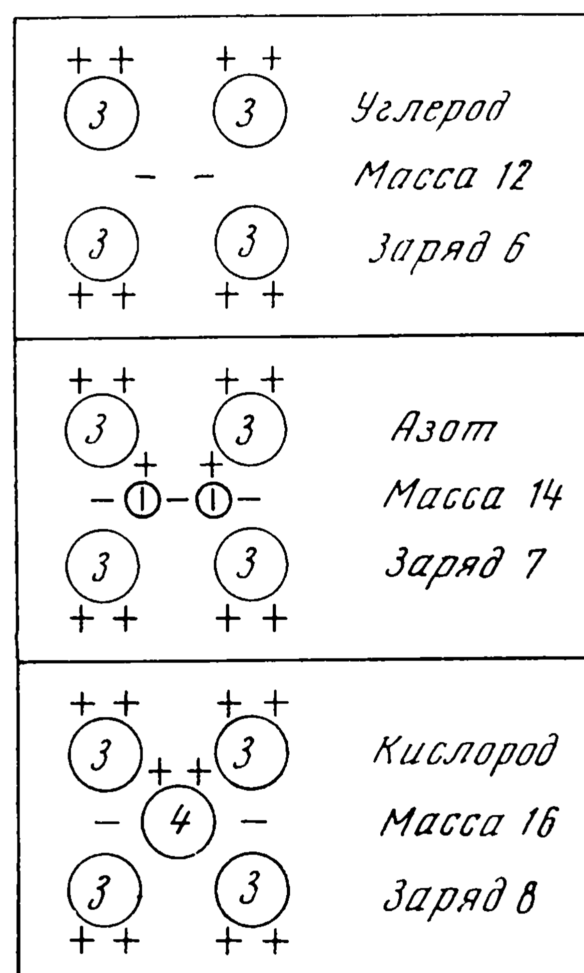


Рис. 4

ции один пример возможных способов образования изотопов в случае легких элементов. Этот пример основан на представлении, что во многих случаях ядро гелия с массой 4 в сложных структурах, по-видимому, может быть заменено соответствующим ядром с массой 3 без серьезного нарушения устойчивости системы. В таком случае ядерный заряд остается неизменным, а масса изменится на единицу.

Рассмотрим в качестве примера случай лития с зарядом ядра 3 и атомной массой около 7. Естественно предположить, что его ядро построено из гелия или изотопа с массой 3 и одного связывающего электрона. Три возможные комбинации изображены на рис. 3.

С этой точки зрения теоретически возможно существование по крайней мере трех изотопов лития с массой 6, 7 и 8, но, если даже эти комбинации одинаково стабильны, вопрос об их относительном содержании в элементе литий на Земле зависит от целого ряда факторов, о которых мы ничего не знаем. К числу таких факторов относятся, например, способы действительного образования таких ядер, относительное количество структурных единиц и вероятность их комбинаций.

Приведенные в этой статье экспериментальные результаты подтверждают ту точку зрения, что атомы водорода и атомы с массой 3 — это необходимые структурные единицы ядер азота и кислорода. В таком случае можно *a priori* предположить, что кислород есть некоторая комбинация четырех ядер гелия с массой 4. Кажется вероятным, что масса 3 — необходимая структурная единица ядер легких атомов вообще, но нельзя считать неправдоподобным и то, что при возрастании сложности ядра и соответствующем увеличении электрического поля структура с массой 3 испы-

тывает перестроение и стремится перейти в предположительно более устойчивое ядро с массой 4. Именно это может быть причиной того, что гелий с массой 4 всегда выбрасывается из радиоактивных атомов, тогда как его изотоп с массой 3 возникает при искусственном разложении таких легких атомов, как азот и кислород. Уже давно известно, что атомные веса многих элементов могут быть выражены формулами $4n$ или $4n + 3$, где n — целое число, и это указывает на то, что атомы с массой 3 и 4 представляют собой важные структурные единицы ядер [1].

Структура ядер углерода, кислорода и азота

В связи с описанными опытами представляют интерес некоторые, быть может пока еще незрелые, мысли о возможном строении перечисленных атомов на основе полученных экспериментальных фактов. Следует помнить, что только в азоте возникают Н-атомы, тогда как в углероде и кислороде их нет. Как в азоте, так и в кислороде возникают атомы с массой 3; с углеродом такие исследования не проводились. На рис. 4 показаны возможные структуры и указаны массы и заряды комбинирующихся единиц. Отрицательные электроны обозначены символом —.

По предположению, ядро углерода состоит из четырех атомов с массой 3 и зарядом 2 и двух связывающих электронов. Переход к азоту соответствует добавлению двух Н-атомов с одним связывающим электроном, а кислород получается заменой двух Н-атомов ядром гелия.

Из этих структур видно, что вероятность прямого столкновения с одним из четырех атомов с массой 3 в азоте гораздо больше, чем вероятность удаления одного Н-атома, так как следует ожидать, что, за исключением ограниченных областей, основная часть ядра будет экранировать Н-атом от прямого столкновения. Это служит иллюстрацией того обстоятельства, что число высвобождаемых из азота Н-атомов с массой 3 значительно больше числа Н-атомов, образующихся при соответствующих условиях. Следует помнить, что описанные структуры носят чисто иллюстративный характер и отдельным деталям их расположения не следует придавать значения.

Естественно задаться вопросом о природе остаточных атомов после распада кислорода и азота, предполагая, что эти остаточные атомы выдерживают столкновение и переходят в новую стадию временного или постоянного равновесия.

Вылет из азота Н-атомов с массой 1 и ядерным зарядом 1 должен уменьшить массу на единицу и заряд ядра тоже на единицу. Таким образом, остаточный атом должен иметь заряд ядра 6 и массу 13, т. е. быть изо-

[1] На основании этих и других соображений Харкинс [18] предложил формулу строения для всех элементов. В качестве комбинируемых единиц он использовал электроны и атомы с массой 1, 3 и 4 и ядерным зарядом 1, 1 и 2 соответственно. Единице с массой 3 он приписал один, а не два заряда, и, следовательно, ее надо считать изотопом водорода, а не гелия.

топом углерода. Если одновременно освобождается и отрицательный электрон, то остаточное ядро становится изотопом азота.

Выбрасывание из азота массы 3 с двумя зарядами, происходящее, по-видимому, совершенно независимо от высвобождения H-атома, понижает ядерный заряд на 2, а массу на 3. Следовательно, остаточный атом должен быть изотопом бора с ядерным зарядом 5 и массой 11. Если здесь, кроме того, вылетает еще и электрон, то остается изотоп углерода с массой 11. Выбрасывание массы 3 из кислорода приводит к массе 13 и заряду ядра 6; это должен быть изотоп углерода. Точно так же, если теряется электрон, то остается изотоп азота с массой 13. Имеющихся в настоящее время данных совершенно недостаточно, чтобы сделать выбор между этими альтернативами.

Мы намерены продолжить эксперименты, чтобы установить, нет ли каких-либо указаний о распаде других легких атомов, помимо азота и кислорода. Это более трудная задача, когда элемент нельзя получить просто в газообразном состоянии, так как нелегко обеспечить отсутствие водорода или приготовить однородные тонкие пленки этих веществ. По этим причинам, а также вследствие напряжения при счете сцинтилляций, проходящих в трудных условиях, нельзя ждать особенно быстрого прогресса в этом направлении.

Приношу благодарность моему ассистенту Г. Кроу за приготовление радиоактивных источников и помощь при счете сцинтилляций, а также Дж. Чадвику и Ишиде за помощь в счете сцинтилляций в некоторых последних экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Geiger H., Marsden E.* Proc. Roy. Soc. A, 1909, **82**, 495.
2. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1911, **21**, 669; 1914, **27**, 488.
3. *Geiger H., Marsden E.* Philos. Mag., 1913, **25**, 604.
4. *Darwin C.* Philos. Mag., 1914, **27**, 499.
5. *Barkla C.* Philos. Mag., 1911, **21**, 648.
6. *Van den Broek A.* Phys. Z., 1913, **14**, 32.
7. *Moseley H.* Philos. Mag., 1913, **26**, 1024; 1914, **27**, 703.
8. *Marsden P.* Philos. Mag., 1914, **27**, 824.
9. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1919, **37**, I and II, 538.
10. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1919, **37**, III, 571.
11. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1919, **37**, 562.
12. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1919, **37**, 577.
13. *Bourget, Fabry, Buisson.* Compt. Rend., 1914, April 6, May 18.
14. *Nicholson D.* Roy. Astron. Soc., 1911, **72**, N 1, 49; 1914, **74**, N 7, 623.
15. *Strutt R.* Proc. Roy. Soc. A, 1908, **80**, 572.
16. *Sommerfeld A.* Atombau und Spektrallinien, 1919, p. 538.
17. *Aston F.* Philos. Mag., 1919, December; 1920, April, May.
18. *Harkins W.* Phys. Rev., 1920, **15**, 73.

26

ИСКУССТВЕННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ*

(Совместно с Дж. Чадвиком)

В предыдущих работах [1, 2] было показано, что быстрые α-частицы, проходя через сухой воздух или азот, создают ряд длиннопробежных частиц, которые могут быть обнаружены по сцинтилляциям на экране из сернистого цинка.

Эти частицы отклоняются в магнитном поле примерно в той же степени, что и быстрые атомы водорода, обладающие таким же пробегом. Отсюда был сделан вывод, что под действием интенсивных столкновений с α-частицами некоторые атомы азота расщепляются и освобождающиеся при этом положительно заряженные атомы водорода летят с большой скоростью. Таких длиннопробежных частиц в кислороде или в углекислом газе не наблюдается. В этих предварительных экспериментах число сцинтилляций, обусловленных Н-атомами, было так мало и сами сцинтилляции были столь слабы, что было трудно определенно решить, обладают ли эти Н-атомы, вылетающие из азота, тем же максимальным пробегом, что и Н-атомы, которые приобретают большие скорости при прохождении α-частиц через водород или другие водородные соединения.

За последнее время оптические устройства настолько усовершенствованы, что счет сцинтилляций стал намного легче и надежнее. Благодаря этому сразу же было обнаружено, что частицы, вылетающие из азота, имеют значительно больший пробег, чем соответствующие Н-атомы, высвобождающиеся из водорода. Например, если в качестве источника α-частиц использовать радий С (пробег в воздухе равен 7 *см*), то после поглощающих экранов из алюминия или слюды, толщина которых по тормозной способности эквивалентна 29 *см* воздуха, не обнаруживается ни одного Н-атома, вылетающего из водорода. Однако максимальный пробег частиц, вылетающих из азота, соответствует 40 *см* воздуха. Это сразу показывает, что выбивание таких частиц из азота, по-видимому, не может быть приписано наличию примеси свободного водорода или его соединений. Этот результат дает простой метод проверки того, испускают ли другие элементы, кроме азота, длиннопробежные частицы. Если считать сцинтилляции при поглощении, большем 29 *см* воздуха, то результаты не будут зависеть от присутствия примеси водорода в исследуемом веществе.

---

* Philos. Mag., 1921, November, ser. 6, **42**, 809—825.

Таким путем мы получили надежное доказательство, что наряду с азотом бор, фтор, натрий, алюминий и фосфор под действием α-частиц тоже испускают частицы, пробег которых в воздухе меняется в пределах от 40 до 90 *см*.

В данной статье будут кратко изложены общие методы, примененные при исследовании различных элементов, а также более подробно описана зависимость числа частиц от скорости бомбардирующих α-частиц для двух типичных элементов — азота и алюминия.

Счет сцинтилляций

В ранее использовавшемся микроскопе сцинтилляции, обусловленные H-атомами, были слабо видны и их трудно было точно считать. Яркость сцинтилляций может быть намного увеличена с помощью специальных линз. Мы нашли, что для этой цели очень удобен голоскопический объектив с фокусным расстоянием 16 *мм* и апертурой 0,45. С окуляром малого увеличения это обеспечивает поле зрения диаметром 3,25 *мм* и площадью 8,3 *мм*^{2}. Увеличение системы было около 40. В этих экспериментах важно охватить насколько возможно большую площадь экрана, чтобы получить достаточное число сцинтилляций в минуту. Этому требованию вполне удовлетворяют короткофокусные объективы, которые могут быть легко получены с большой апертурой. Чтобы избежать прямого воздействия γ-излучения на глаза, был изготовлен специальный микроскоп, в котором свет от объектива поворачивался на 90° призмой полного внутреннего отражения. Таким образом, пользуясь соответствующими поглощающими экранами, наблюдатель мог защититься от прямого действия мощных источников γ-излучения, используемых в некоторых экспериментах. Этот микроскоп, вполне пригодный для наших целей, был спроектирован и изготовлен Тваймэном из фирмы Хильгер и К°.

В предыдущей статье были перечислены те меры предосторожности, которые необходимы при счете слабых сцинтилляций, поэтому следует обратить внимание лишь на несколько дополнительных пунктов. Чтобы уменьшить свечение экрана под действием γ-излучения, необходимо пользоваться тонким и аккуратно нанесенным порошковым слоем. С помощью сильного магнитного поля β-лучи отклонялись в сторону, и это позволило считать сцинтилляции на экране из сернистого цинка, находящемся всего на расстоянии 2,5 *см* от источника излучения — радия C с активностью, эквивалентной 20 *мг* радия. При использовании нового микроскопа результаты счета более совпадают между собой, чем раньше, и результаты наблюдений, проводившихся в течение 6 месяцев, хорошо совпадали. Чтобы сосчитать как можно больше частиц во время эксперимента, всегда попеременно считали два наблюдателя, каждый по одной минуте. Третий производил некоторые регулировки прибора и вел запись результатов.

Экспериментальная установка

Общий вид прибора показан на рис. 1. Источник α-частиц R прикреплялся к стержню, проходящему через отверстие в латунной пробке. Пробка плотно входила в латунную трубку T диаметром 3 *см*. В конце этого сосуда имелось отверстие диаметром 5 *мм*, закрытое серебряным листком, эквивалентным по тормозной способности 6,3 *см* воздуха. Экран из сернистого цинка S прикреплялся к поверхности трубки так, что оставалась щель шириной 1,3 *мм*, в которую можно было вставлять поглощающие экраны. Чтобы уменьшить свечение, обусловленное β-лучами, весь прибор помещался между полюсами большого электромагнита.

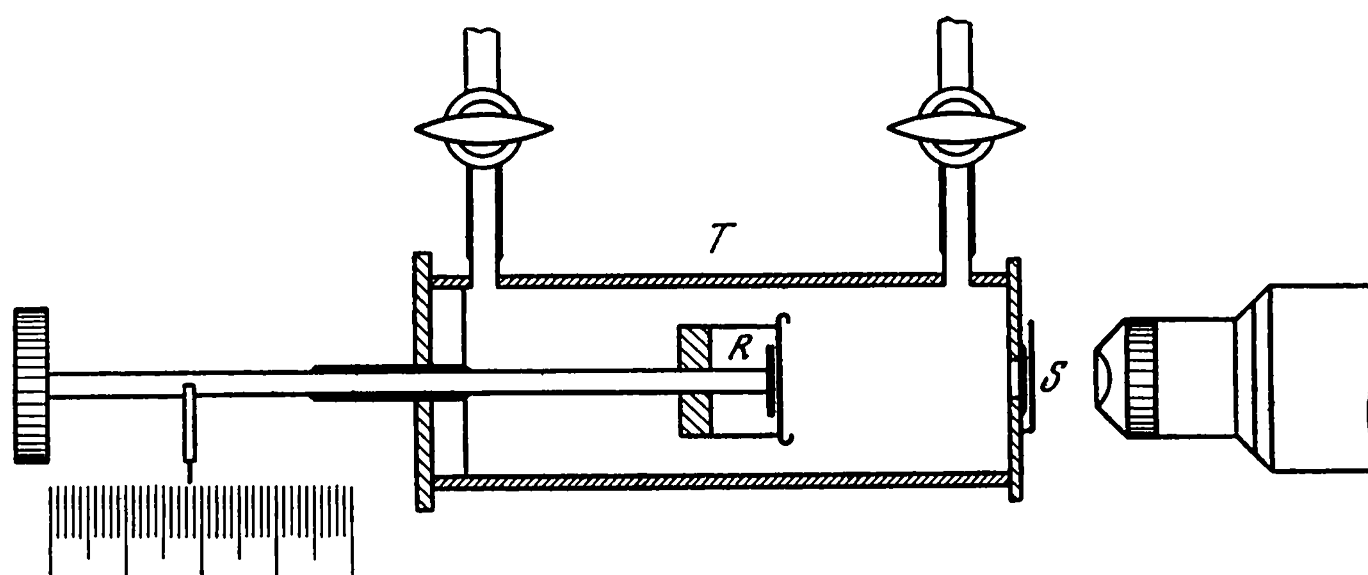


Рис. 1

Источник R в большинстве экспериментов представлял собой латунный диск диаметром 1 *см*, покрытый активным осадком радия. Его начальная γ-активность обычно была эквивалентна 25 *мг* радия. Расстояние источника от экрана составляло около 3,5 *см* и могло меняться; положение источника определялось по шкале. Материалы, которые подвергались действию α-лучей, в большинстве случаев были в виде порошка; обычно это были окиси элементов. Порошок предварительно прогревался в вакууме, а затем насыпался на золотую фольгу, смоченную спиртом. Средняя толщина слоя определялась взвешиванием. Приготовленный таким образом слой немедленно устанавливался перед источником. Чтобы исключить влияние имеющегося в воздухе азота, который дает длиннопробежные частицы, через прибор все время пропускался поток сухого воздуха, не дающий никаких частиц.

В основном перед экраном из сернистого цинка устанавливались поглощающие экраны из слюды такой толщины, чтобы суммарное поглощение на всем пути любой частицы, вылетающей из бомбардирующего материала, было эквивалентно 32 *см* воздуха.

Для контроля были проведены два опыта: 1) перед источником помещалась пластинка парафина толщиной 25 *мк*; 2) через прибор пропускалась смесь $CO_2 + H_2$, причем источник был открыт. Никаких H-частиц с пробегом, большим 29 *см*, обнаружено не было. Следовательно, резуль-

таты, полученные для исследуемых материалов, не зависят от примеси водорода или его соединений.

В первом столбце табл. 1 перечислены элементы от лития до серы, которые были исследованы таким путем; во втором столбце — фактически используемые материалы. В третьем столбце приведено число наблюденных сцинтилляций в минуту для 1 *мг* активности источника при поглощении, эквивалентном 32 *см* воздуха. Эти числа позволяют сделать лишь грубое сравнение эффектов, получающихся от разных элементов, так как условия эксперимента (толщина и распределение исследуемого слоя) заметно отличались от элемента к элементу. В четвертом столбце указан примерный пробег частиц.

Таблица 1

Элемент	Материал	Число частиц, *мин/мг*	Максимальный пробег частиц, *см* воздуха
Литий	Li_2O	—	—
Бериллий	Вео	—	—
Бор	B	0,15	~45
Углерод	CO_2	—	—
Азот	Воздух	0,7	40
Кислород	O_2	—	—
Фтор	CaF_2	0,4	>40
Натрий	Na_2O	0,2	~42
Магний	MgO		
Алюминий	Al, Al_2O_3	1,1	90
Кремний	Si		
Фосфор	P (красный)	0,7	~65
Сера	S, SO_2		

Кроме того, были исследованы следующие элементы с более высоким атомным весом: хлор ($MgCl_2$), калий (KCl), кальций (CaO), титан (Ti_2O_3), марганец (MnO_2), железо, медь, олово, серебро и золото в виде металлической фольги. Ни в одном случае не наблюдались частицы с пробегом, большим 32 *см* воздуха. Вопрос о том, образуются ли в этих веществах частицы с меньшим пробегом, не исследовался.

Длиннопробежные частицы, вылетающие из азота

В этих экспериментах источник α-лучей всегда устанавливался на расстоянии 3,5 *см* от экрана и через прибор непрерывно пропускался поток сухого воздуха. Подсчитывалось число сцинтилляций после прохождения слюдяных экранов различной тормозной способности.

Кривая A на рис. 2 — это типичная кривая поглощения частиц, вылетающих из азота, если источником α-лучей служит радий С. Ординаты соответствуют числу наблюдаемых сцинтилляций в минуту на 1 *мг* активности радия С, измеряемой по γ-излучению; по оси абсцисс отложена тормозная способность поглощающих экранов для α-частиц, выраженная в сантиметрах воздуха. Видно, что сцинтилляции наблюдаются до толщины экранов, эквивалентной 40 *см*. Кривая B — это соответствующая кривая поглощения при прохождении α-лучей через смесь H_2 (1 объем)

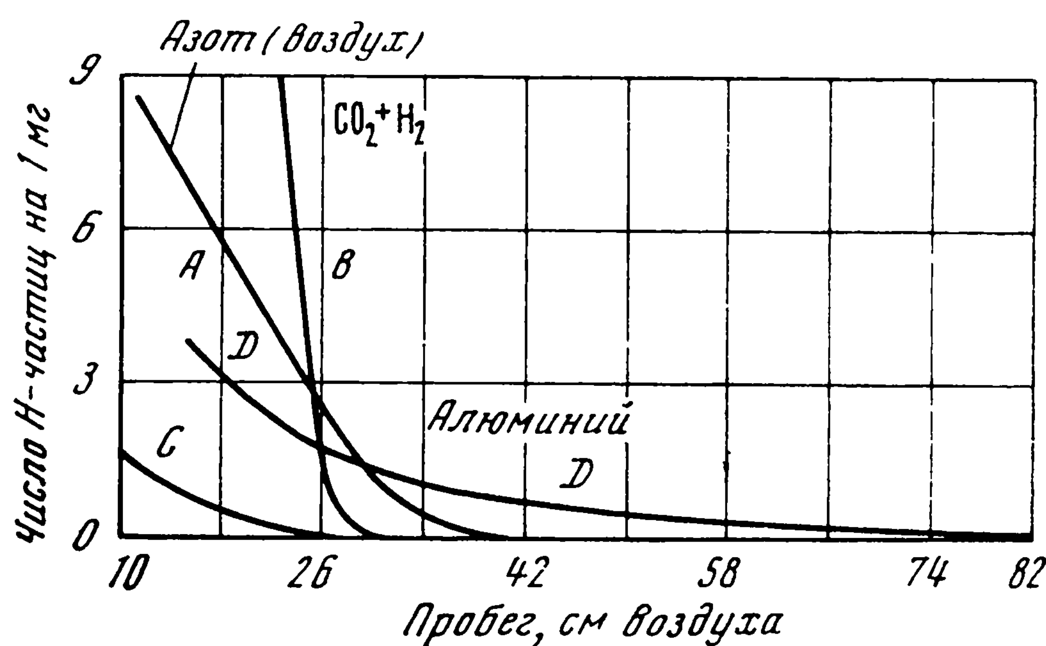


Рис. 2. Поглощение α-частиц с пробегом 7 *см*

Расстояние от источника до экрана 3,5 *см*

и CO_2 (1,5 объема), подобранную так, что ее тормозная способность эквивалентна воздуху. При толщине свыше 29 *см* ни одного Н-атома не наблюдалось, однако с уменьшением поглощения их число очень быстро возрастало. При поглощении, эквивалентном 12 *см*, число сцинтилляций, вызванных азотом, много меньше числа Н-атомов, высвобожденных из смеси. Кривая C соответствует «естественному» фону, когда азот заменен сухим кислородом. Наблюдаемые в этом случае сцинтилляции, по-видимому, своим происхождением обязаны небольшой примеси водорода в источнике α-лучей. Этот «естественный» эффект мал по сравнению с эффектом, наблюдаемым в азоте.

Кривая D иллюстрирует эффекты, получающиеся в том случае, когда за источником помещен алюминиевый экран с эквивалентной тормозной способностью 3,5 *см* воздуха, а воздух заменен кислородом. Ясно, что освобождаемые из алюминия частицы способны пройти намного большие расстояния в веществе, чем частицы, вылетевшие из азота. Для толстых поглотителей число частиц становится настолько малым, что точно фиксировать их максимальный пробег трудно.

Влияние скорости α-частиц

Для выяснения зависимости числа и пробега частиц от скорости налетающих α-частиц был проведен целый ряд экспериментов. Использовались следующие источники.

1. Осадок тория C, полученный погружением одной стороны никелевого диска в сильный раствор радиотория[1]. Состав α-лучей, испущенных этим источником, сложный: $^2/_3$ частиц имеет пробег 8,6 *см*, а $^1/_3$ — 5,0 *см*. Гамма-активность этого источника в равновесии с торием C и D измерялась в эквивалентных единицах миллиграммов радия. Недавно в нашей лаборатории Шлундт и Шенстоун провели несколько экспериментов для сравнения числа длиннопробежных α-частиц (8,6 *см*), испускаемых ThC и D, с соответствующим числом частиц, испускаемых RaB и C с той же γ-активностью. В условиях нашего эксперимента число длиннопробежных частиц на 1 *мг* активности ThC составляло 70% от соответствующего числа α-частиц с пробегом 7 *см* на 1 *мг* активности RaC. Таким образом, чтобы можно было сравнивать между собой результаты, полученные с ThC и RaC, необходимо умножить число сцинтилляций, полученных с ThC, на коэффициент 1,4. Это мы и делали при всех прямых сравнениях.

2. Источник радий B + C, испускающий α-частицы с пробегом 7 *см*, получен помещением латунного диска в эманацию радия.

3. Источники α-частиц с пробегом 6 и 4,9 *см* воздуха получаются установкой непосредственно перед источником RaB + C золотого экрана с тормозной способностью 1 и 2,1 *см* соответственно. Предыдущие эксперименты показали, что ни золото, ни серебро не дают длиннопробежных частиц.

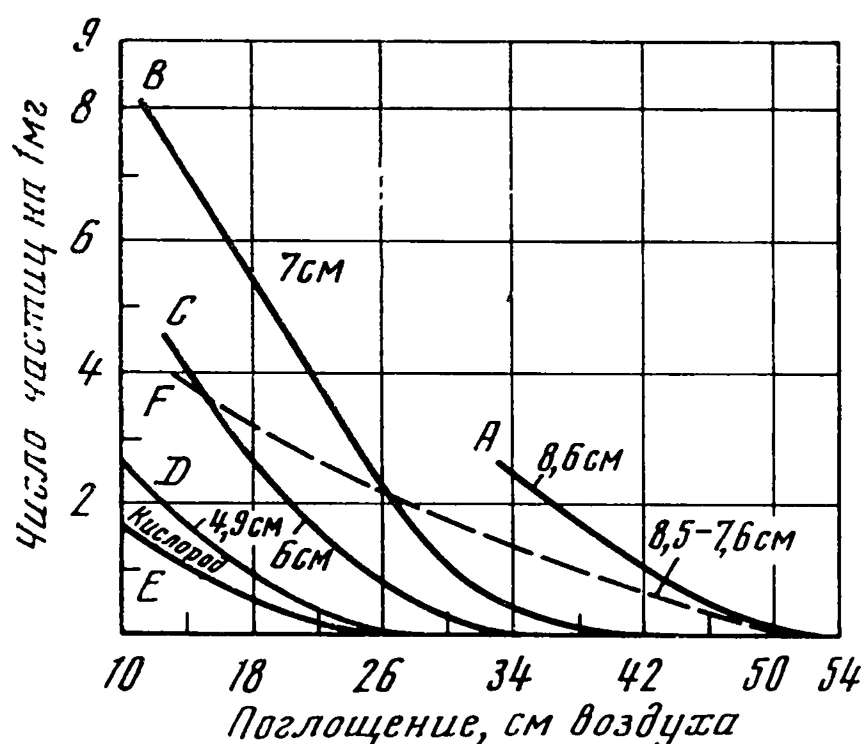


Рис. 3. Кривые поглощения в азоте

Кривые поглощения приведены на рис. 3. Кривая *A* соответствует α-лучам с пробегом 8,6 *см*; приведен только конец этой кривой, так как начальный ее участок усложняется влиянием частиц с пробегом 5 *см*. Кривые *B*, *C* и *D* соответствуют α-лучам с пробегами 7,0; 6,0 и 4,9 *см*. Кривая *E* характеризует естественный фон, наблюдаемый при замене

[1] Успех этих экспериментов во многом обязан Маккою, который любезно предоставил одному из нас препарат радиотория с активностью, превышающей 30 *мг* радия. При наилучших условиях мы могли получить на никелевом диске источник ThC, соответствующий по активности 20 *мг* радия.

воздуха сухим кислородом. Обнаружено, что в первом приближении пробег высвобождаемых частиц пропорционален пробегу падающих α-частиц. Например, пробеги 50, 40 и 34 *см* соответствуют пробегам налетающих α-частиц соответственно 8,6; 7,0 и 6,0 *см*.

Видно, что число наблюдаемых частиц быстро растет с увеличением скорости α-частиц. Исключая по кривой E естественные сцинтилляции, получим, что при поглощении, эквивалентном 12 *см* воздуха, число наблюдаемых частиц для лучей с пробегом 7,0; 6,0 и 4,9 *см* соответственно равно 6,5; 3,4 и 0,8 на 1 *мг*. Соответствующие числа для половины максимального пробега в каждом случае будут 4,3; 2,5 и 0,7. Следует, однако, помнить, что α-лучи проходят слой газа толщиной 3,5 *см*, так что в случае α-частиц с начальным пробегом 7 *см* пробег частиц вследствие влияния газа меняется от 7 до 3,5 *см*. Без определенных сведений об угловом распределении высвобождаемых при столкновениях частиц трудно оценить число частиц, высвобождаемых в каждом слое газа. Однако ясно, что число частиц, по-видимому, быстро возрастает с увеличением скорости α-частиц. Это было показано следующим экспериментом. Серебряный экран с тормозной способностью 3,7 *см* был установлен на расстоянии 1 *см* от источника α-лучей с пробегом 8,6 *см*. Из экспериментов известно, что, пройдя этот экран, α-частицы не могут создать длиннопробежные частицы. Следовательно, быстрые атомы рождаются только на первом сантиметре воздуха. Эта кривая поглощения H-атомов, высвобождаемых α-частицами с пробегом от 8,6 до 7,6 *см*, отмечена на рис. 3 буквой F. Если вместо α-лучей с пробегом 8,6 *см* поместить источник α-лучей с пробегом 7 *см*, то наблюдаемый эффект будет гораздо меньше. Влияние α-лучей с пробегом 5 *см*, испускаемых ThC, было мало и легко учитывается.

Эксперименты с алюминием

Пластинка алюминия с тормозной способностью 3,5 *см* помещалась непосредственно перед источником; расстояние от источника до экрана из сернистого цинка могло изменяться. Алюминий предварительно тщательно прогревался в вакуумной печи для удаления из него водорода и водяных паров. Через прибор все время пропускался сухой кислород. Как и раньше, поглощающие экраны из серебра и золота, установленные между источником и алюминиевой пластинкой, позволяли исследовать зависимость числа и пробега испускаемых частиц от скорости налетающей α-частицы. Результаты показаны на рис. 4, где кривые A, B, C и D соответствуют данным, полученным с α-частицами, пробеги которых были равны 8,6; 7,0; 6,0 и 4,9 *см*. Пробеги частиц более чем вдвое превышают пробеги частиц, высвобождаемых из азота. Как видно, число частиц с увеличением скорости растет очень быстро. Кривые B и C заметно отличаются одна от другой, поэтому сомнительно, чтобы частицы с пробегом 4,9 *см* вообще давали эффект, так как в число частиц входят также «естественные» сцинтилляции от источника.

Оказалось, что определить точно конец пробега частиц очень трудно вследствие весьма малого числа сцинтилляций. Для усиления эффекта применялось очень сильное магнитное поле, чтобы отклонить β-лучи и расположить источник настолько близко от экрана, насколько это возможно не вызывая свечения экрана под влиянием γ-лучей и остаточных β-лучей. Результаты в целом показывают, что пробеги частиц приблизительно пропорциональны пробегам падающих α-частиц, однако для определения пробегов с желаемой точностью необходимо провести еще специальную серию экспериментов. Очень важно решить, существует ли такая пропорциональность, так как это может помочь выяснить механизм высвобождения этих быстрых частиц. Кажется, однако, вполне достоверным,

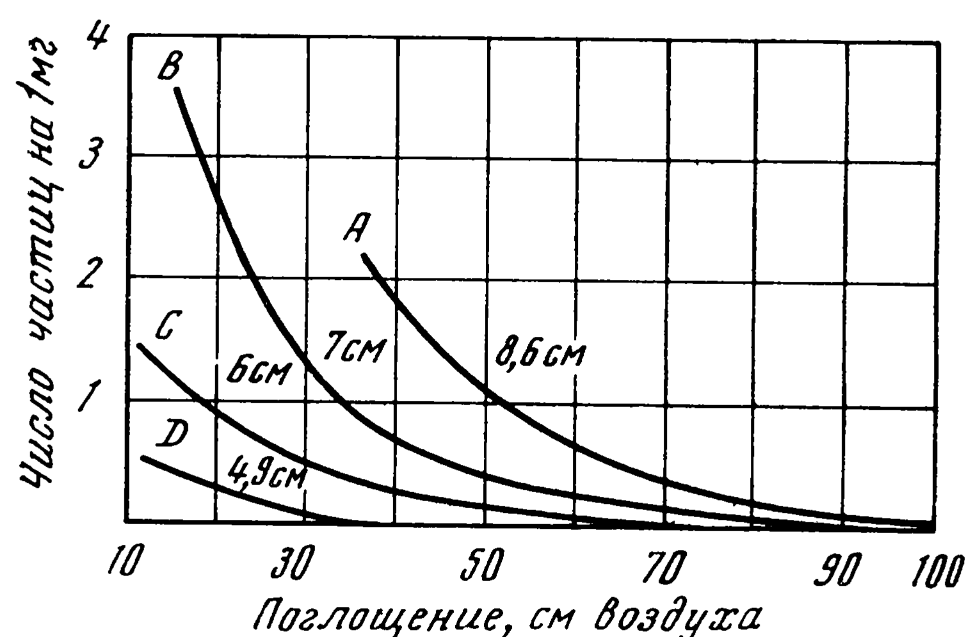


Рис. 4. Кривые поглощения в алюминии

что некоторые вылетающие из алюминия частицы, обусловленные α-лучами с пробегом 7 *см*, имеют пробег, равный по крайней мере 90 *см* воздуха. Число сцинтилляций было слишком мало, чтобы можно было проследить за дальнейшим поглощением. Опыт продолжался до тех пор, пока можно было зарегистрировать хотя бы одну сцинтилляцию в минуту при активности 20 *мг* на расстоянии 3,5 *см*.

Направление вылета частиц

По аналогии с выбиванием H-атомов из водорода α-частицами можно было ожидать, что громадное большинство частиц из разных элементов будет выбрасываться в направлении движения α-частиц. Однако при исследовании алюминия обнаружено, что направление вылета частиц в значительной мере не зависит от направления налетающих α-частиц. В обратном направлении вылетает почти такое же число частиц, что и в прямом. Этот эффект впервые был обнаружен тогда, когда активный осадок нанесли на алюминиевый диск вместо латунного и использовали этот источник в атмосфере сухого воздуха. Алюминиевая пластинка перед источником была удалена. Частицы, попадающие на экран, могли высвобождаться

только теми α-лучами, которые проникли в алюминиевый диск в направлении, обратном от цинкового экрана.

Такой опыт, однако, встречает то возражение, что часть активного осадка могла проникнуть на некоторую глубину в алюминий и там создать частицы, летящие по направлению α-лучей. Чтобы исключить эту неопределенность, одну сторону серебряной пластинки с тормозной способностью 3,7 *см* покрыли активным осадком, для чего ее установили в конце трубки, наполненной эманацией. Затем эта пластинка использовалась в качестве источника, активная сторона которого была покрыта алюминиевым листком с тормозной способностью 3,5 *см* и обращена в противоположную сторону от экрана из сернистого цинка.

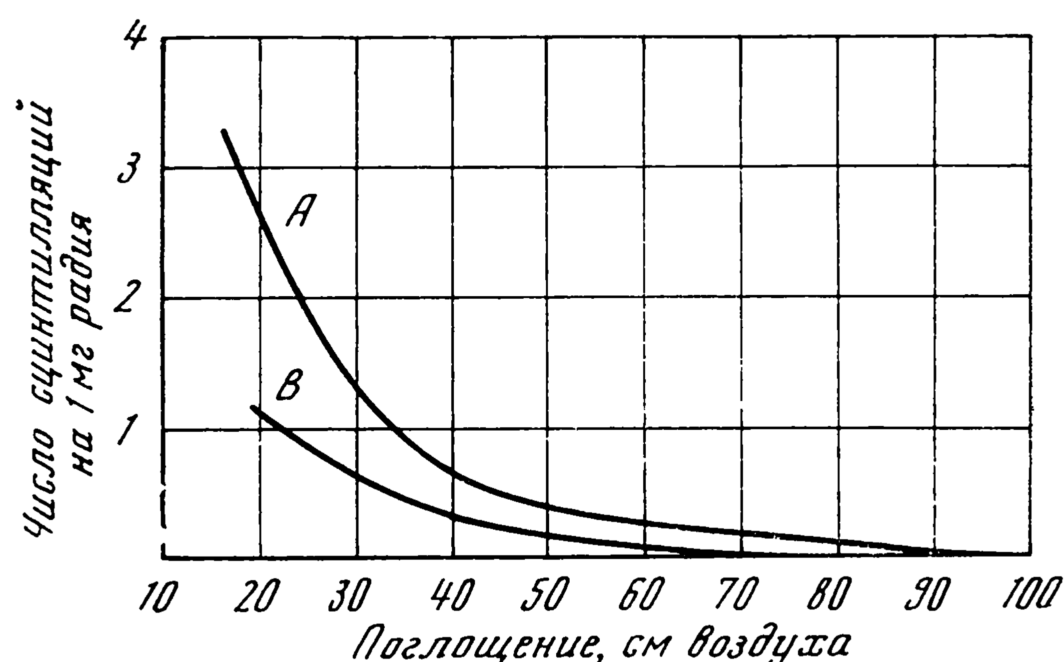


Рис. 5. Кривые поглощения в алюминии α-частиц с пробегом 7,0 *см*

A — в прямом направлении;
B — в обратном

Число и поглощение частиц, выбрасываемых в обратном направлении, показаны на рис. 5 (кривая *B*). Соответствующая кривая для частиц, летящих в направлении движения α-частиц при равной толщине алюминия, отмечена буквой *A*. Как видно, число частиц, выбрасываемых в обратном направлении, того же порядка величины, что и в прямом. Однако максимальный пробег в обратном направлении для частиц с пробегом 7 *см* был меньшим: 67 *см* вместо 90 *см*.

Как указывалось раньше, малое число сцинтилляций очень затрудняет в этих случаях точное определение пробегов. Несколько экспериментов было проведено, чтобы выяснить, наблюдается ли тот же эффект для частиц, вылетающих из азота. Установка была та же, что и для исследования алюминия, только α-частицы, летящие в противоположную от экрана сторону, ударялись в воздух, а не в алюминиевую пластинку. Число выбрасываемых в обратном направлении частиц, если таковые вообще были, оказалось очень малым по сравнению с числом выбрасываемых в прямом направлении. Для поглощения, эквивалентного поглощению 18 *см* воздуха, это отношение, во всяком случае, меньше 1 : 50.

Мы не имели возможности провести подобные эксперименты с частицами, вылетающими из других элементов.

Обсуждение результатов

Экспериментальные данные показывают, что длиннопробежные частицы, вылетающие из азота,— это быстрые атомы водорода с одним положительным зарядом. Мы не можем определить природу этих длиннопробежных частиц, высвобождаемых из других элементов, но весьма вероятно, что во всех случаях это H-атомы, высвобождаемые с различной максимальной скоростью, зависящей от природы элемента и скорости бомбардирующих α-частиц. Из условий эксперимента следует, что такие H-атомы могли возникнуть лишь в результате расщепления ядра, близко столкнувшегося с α-частицей.

Интересно отметить, что из всех исследованных элементов H-атомы испускают только те элементы, атомные веса которых равны $4n + 2$ или $4n + 3$, где n — целое число. Элементы с массой $4n$, такие, как углерод, кислород, сера, не дают эффекта. Этот результат отчетливо виден из табл. 2, где указаны элементы, испускающие H-атомы.

Таблица 2

Элемент	Масса	$4n + a$	Элемент	Масса	$4n + a$
Бор	11	2×4+3	Натрий	23	5×4+3
Азот	14	3×4+2	Алюминий	27	6×4+3
Фтор	19	4×4+3	Фосфор	31	7×4+3

Полученные данные просто объясняются, если предположить, что ядра этих элементов построены из ядер гелия с массой 4 и ядра водорода. Значение ядра гелия как единицы атомной структуры тяжелых элементов отчетливо видно из изучения радиоактивных превращений.

Чтобы объяснить испускание H-атомов со столь большой скоростью, естественно предположить, что H-ядра — это спутники основного ядра. При близком столкновении α-частица способна передать спутнику энергию, достаточную, чтобы отбросить его с большой скоростью от центрального ядра. Поскольку силы, удерживающие H-спутники в равновесии, по-видимому, возрастают с увеличением заряда ядра элемента, следует ожидать, что H-спутники в алюминии ближе к центру ядра, нежели в азоте. Однако скорость выбрасывания H-атома, вероятно, не так просто связана с зарядом ядра расщепленного элемента. Например, пробег H-атомов из бора (заряд 5) больше, чем у азота (заряд 7), а пробег H-атома из алюминия (заряд 13) больше, чем из фосфора (заряд 14).

При прямом столкновении с находящимся в покое свободным ядром водорода α-частица передает ему 0,4 своего импульса и 0,64 энергии. Чтобы передать больший импульс и энергию, ядро должно двигаться

навстречу α-частице. Поэтому импульс, передаваемый Н-спутнику, будет зависеть от двух факторов: 1) от скорости Н-спутника на орбите, или, в более общих выражениях, от величины его связи с центральным ядром; 2) от близости спутника к центральному ядру.

Чтобы сталкивающаяся α-частица могла передать спутнику бо́льшую часть своего импульса, он должен быть очень сильно связан с ядром. Однако если Н-спутник находится очень близко к ядру, то α-частица может передать значительную часть своей энергии самому ядру и соответственно уменьшится скорость выбрасывания Н-атома. Таким образом, например, можно объяснить, почему Н-атомы из алюминия быстрее Н-атомов из фосфора, обладающего бо́льшим зарядом ядра. В фосфоре Н-спутник может двигаться так близко к ядру, что α-частица отдает спутнику меньшую часть своего импульса, чем в алюминии, спутник которого находится на большом расстоянии.

Тот факт, что α-частицам не удается выбить Н-атомы из более тяжелых элементов, чем фосфор, можно объяснить тем, что Н-атомы движутся очень близко к центральному заряду или входят в его структуру.

Следует помнить, что вероятность вырывания Н-спутника с большой скоростью из ядра гораздо меньше вероятности сообщить свободному Н-атому большую скорость. Как мы видели, число быстрых Н-атомов, вырываемых из ядра, очень зависит от скорости α-частицы, а также от структуры ядра, но все же в среднем оно составляет не более $^1/_{20}$ соответствующего числа быстрых Н-атомов, возникающих при столкновении α-частиц с ядрами свободного водорода. Это показывает, что наличие центрального ядра значительно уменьшает вероятность такого прямого столкновения с Н-спутником, при котором он приобрел бы достаточную скорость для высвобождения из системы. Быть может, такое освобождение α-частицей спутника с большой скоростью возможно только при определенной скорости и положении спутника относительно центрального ядра.

Обсуждая возможные механизмы высвобождения Н-атома из ядра при близком столкновении с α-частицей, следует всегда помнить два важных экспериментальных факта: 1) максимальная скорость вылетающих Н-атомов данного элемента, по крайней мере в первом приближении, пропорциональна скорости налетающей α-частицы; 2) в алюминии, а, возможно, и в других элементах частицы выбрасываются во всех направлениях, но скорость в обратном направлении меньше, чем в прямом.

Данные для алюминия и азота собраны в табл. 3. Поскольку скорости Н-атомов приблизительно пропорциональны скорости V бомбардирующей α-частицы, то скорость, импульс и энергия Н-атома выражены в величинах V.

Расчет скоростей проводился в предположении, что максимальная скорость свободного Н-атома равна 1,6 V и что соответствующий пробег равен 28 *см* воздуха для α-частицы с пробегом 7 *см*. По аналогии с α-частицами предполагается, что скорость Н-атома пропорциональна корню кубическому из пробега. Имеющиеся данные показывают, что это соотно-

Таблица 3

Бомбардирующая α-частица	Скорость, V	Импульс. $4\ V$	Кинетическая энергия, $2\ V^2$
Н-атомы из алюминия			
вперед	2,37	2,37	2,81
назад	2,13	2,13	2,27
Н-атомы из азота			
вперед	1,80	1,80	1,62

шение, по крайней мере приблизительно, выполняется. Видно, что энергия Н-атома, вылетающего из алюминия, в 1,4 раза больше энергии бомбардирующей α-частицы, и даже в обратном направлении его энергия на 13% больше энергии α-частицы. Эта добавочная энергия может получаться только из самого атома вследствие его расщепления.

Механизм расщепления

Интересно, нельзя ли получить еще какие-нибудь данные, которые осветят вопрос о распределении кинетической энергии между тремя телами, участвующими в столкновении: α-частицей, Н-спутником и центральным ядром. Необходимо также обратить внимание на тот удивительный факт, что Н-атомы из алюминия вылетают во всех направлениях. Это тотчас же наводит на мысль о возможности внутриатомного взрыва,

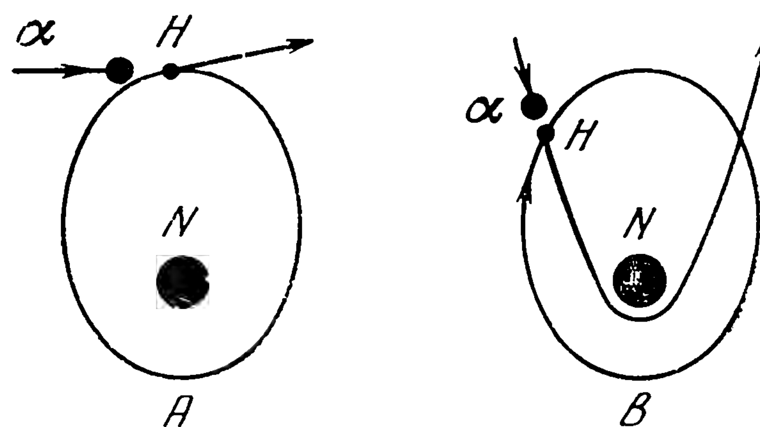


Рис. 6

в котором энергия α-частицы играет роль детонатора, причем преобладающую часть энергии Н-атом получает из ядра. Такое общее заключение, однако, не согласуется с тем опытным фактом, что энергия Н-атома примерно пропорциональна энергии бомбардирующей α-частицы. Поскольку в этих экспериментах трудно точно определить пробег, не следует на этом все же слишком настаивать.

Вылет Н-атомов во всех направлениях может быть просто объяснен следующим образом (рис. 6). Предположим, что Н-атом движется по

орбите вокруг центрального ядра N. Если произойдет столкновение A, то направление вылета Н-атома совпадет с направлением движения α-частицы прочь от ядра. При столкновении B Н-атом движется по направлению к ядру, описывает орбиту, близкую к ядру, и вылетает в противоположном направлении. Разница в скоростях Н-атома в прямом и обратном направлениях, по-видимому, обязана тому, что само ядро начинает двигаться в направлении движения α-частицы, до того как происходит близкое столкновение ее с Н-спутником. Поэтому относительная скорость Н-атома и остаточного ядра не будет зависеть от того, в прямом или обратном направлении вылетает Н-атом, но действительная скорость в обратном направлении будет меньше.

Ясно, что в случае алюминия закон сохранения энергии не будет соблюдаться до тех пор, пока мы не учтем энергию, высвобождаемую при расщеплении ядра. Если, однако, принять, что закон сохранения импульса в этом случае справедлив, то можно при определенных предположениях вычислить окончательное распределение энергии между тремя участвующими в столкновении телами.

Предположим, что в дополнение к закону сохранения импульсов результирующая кинетическая энергия всех трех тел одна и та же независимо от направления — прямого или обратного выбрасывания Н-атома — и что в обоих случаях конечная энергия α-частицы различается незначительно. Оба предположения вполне разумны.

Пусть M, m и μ — соответственно массы α-частицы, Н-атома и остаточного ядра; V, V' — начальная и конечная скорости α-частицы; v_1, v_2 — максимальные скорости Н-атомов в прямом и обратном направлениях; u_1, u_2 — соответствующие скорости остаточного ядра. Все скорости измеряются в направлении движения α-частиц.

Тогда

$$M\,(V - V') = mv_1 + \mu u_1 = mv_2 + \mu u_2,$$

а равенство энергии в обоих случаях дает

$$mv_1^2 + \mu u_1^2 = mv_2^2 + \mu u_2^2.$$

Из этих трех уравнений можно определить три неизвестных: V', u_1 и u_2.

В случае алюминия

$$m = 1, \quad \mu = 26, \quad v_1 = 2{,}37V, \quad v_2 = 2{,}13V.$$

Тогда можно получить

$$V' = 0{,}19V, \quad \mu u_1 = 0{,}87V, \quad \mu u_2 = 5{,}37V.$$

Таким образом, после столкновения α-частица обладает скоростью, равной 0,19 своей начальной скорости, и 96,4% своей энергии отдает

системе. Остаточное ядро движется в направлении α-частицы, но при прямом вылете его скорость меньше.

Относительные энергии, выраженные в значениях начальной энергии α-частицы, равны: 1,404; 0,007 и 0,036 для H-атома, ядра и α-частицы при вылете H-атома в прямом направлении и соответственно 1,13; 0,24 и 0,036 — при вылете в обратном направлении. Общий выигрыш энергии после столкновения равен 0,45 энергии бомбардирующей α-частицы.

Эти выводы, примененные только к случаю α-частицы с пробегом 7 *см*, получились по порядку величины такие, как и ожидались. Возможно, что избыток энергии может получаться за счет перестройки ядра, сопутствующей его расщеплению. К сожалению, H-атомов, вылетающих из азота в обратном направлении, если они вообще имеются, слишком мало, чтобы можно было точно определить их максимальную скорость. Вычислениями, подобными приведенным выше, можно показать, что система не теряет и не приобретает энергии, если пробег H-атомов в обратном направлении равен 19,2 *см*, а в прямом — 40 *см*. Если же пробег в обратном направлении относительно больше, то при расщеплении должна выделяться энергия.

Основные выводы

Вероятность того, что α-частица способна высвобождать быстрый H-атом из ядра, чрезвычайно мала. В случае алюминия, например, число сцинтилляций, наблюдаемых на экране площадью 8,3 *мм*^{2} при толщине поглощения 30 *см*, составляет примерно одну в 1 *мин* на 1 *мг*. При этом толщина алюминиевой пластины соответствует по тормозной способности 3,5 *см* воздуха и расположена на расстоянии 3,5 *см* от экрана, а начальный пробег α-частицы равен 7 *см*. Если эффективность экрана считать равной 0,75, то отсюда следует, что только две α-частицы из миллиона способны вырвать быстрый H-атом. Нам известно, что α-частицы, испущенные 1 *г* радия, дают 168 *мм*^{3} гелия в год; отсюда ясно, что объем высвобожденного за год водорода из алюминия или азота в обычных условиях будет чрезвычайно мал.

Наблюдаемое расщепление легких элементов интерпретировалось нами в предположении, что H-атомы — это спутники центрального ядра. При этом неявно предполагалось, что положительно заряженные тела на очень близких расстояниях притягивают друг друга. Такие силы притяжения должны существовать, чтобы удерживать в равновесии части сложных ядер, и кажется вероятным, что эти силы притяжения могут простираться и на некотором расстоянии от ядра. Если эта точка зрения справедлива, то действующие на α-частицу силы вначале будут силами отталкивания, но вблизи ядра они поменяют знак. Так как закон действия силы вблизи ядра неизвестен, то трудно составить какое-либо определенное представление о расстоянии спутников от центрального ядра или об их орбитальной скорости.

В этой связи интересно отметить, что Н-атомы не выбиваются из алюминия α-частицами с пробегом, меньшим 5 *см*. Число освобождающихся частиц быстро возрастает с увеличением скорости α-частицы. Это показывает, что потенциал «разрыва» ядра α-частицей, т. е. разность потенциалов, которая требуется, чтобы сообщить электрону ту энергию, которой обладает α-частица, в случае алюминия составляет около 6 млн. *в*. Экспериментальные данные, однако, так скудны, что трудно с точностью оценить этот потенциал разрыва. Интересно отметить, что соответствующий потенциал, необходимый для вырывания электрона из K, или внутреннего кольца электронов, для алюминия составляет 2200 *в*. Этот вопрос более подробно будет обсужден позднее, когда будут определены критические скорости для разрыва ядра для других элементов.

Если верны наши представления, что ядра водорода — это спутники центрального ядра, то масса Н-спутника не должна сильно отличаться от массы свободного ядра водорода. Если предположить, что ядро азота состоит из ядра углерода, к которому добавлены два Н-спутника и один электрон, то тогда масса атома азота примерно равна 14,016, при условии, что массы $C = 12{,}00$ и $H = 1{,}008$ при значении массы $O = 16$.

Точный эксперимент с положительными лучами по методу Астона помог бы решить вопрос, к чему ближе атомный вес азота — к вычисленному значению или к целому числу 14. Подобное рассуждение можно применить и к другим элементам, из которых вырываются Н-атомы.

Мы весьма признательны Билеру и Эллису за помощь в счете сцинтилляций, а Кроу за приготовление радиоактивных источников.

Кавендишская лаборатория, 11 августа 1921 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1919, **37**, I, II, III, 538—587.
2. *Rutherford E.* Bakerian Lecture. Proc. Roy. Soc. A, 1920, **97**, 374.

1922

27

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ α-ЧАСТИЦАМИ *

(Совместно с Дж. Чадвиком)

В предыдущей работе [1] мы показали, что под действием α-лучей из бора, азота, фосфора, натрия и алюминия высвобождаются длиннопробежные частицы, которые можно обнаружить по сцинтилляциям, вызываемым ими на экране из сернистого цинка. Пробег этих частиц в воздухе оказался бо́льшим, нежели пробег свободных ядер водорода, приведенных в движение α-частицами. Когда источником α-лучей служил радий С, то пробег частиц изменялся от 40 *см* (азот) до 90 *см* (алюминий), между тем как пробег свободных ядер водорода при аналогичных условиях составлял примерно 29 *см*.

Предыдущие эксперименты, проведенные одним из авторов [2], показали, что длиннопробежные частицы, высвобождаемые из азота, отклоняются в магнитном поле в той степени, в какой должны были бы отклоняться быстрые ядра водорода, выброшенные из ядра азота налетающей α-частицей. Природа частиц, испускаемых пятью другими элементами, не исследовалась. Однако вполне вероятно, что длиннопробежные частицы во всех случаях представляют собой Н-ядра, которые вылетают с различными скоростями, зависящими от природы элемента и скорости налетающей α-частицы. В условиях эксперимента эти Н-ядра могли возникнуть только в результате разрушения атомного ядра под действием α-частиц.

Было обращено также внимание на тот замечательный факт, что в случае одного из исследованных элементов — алюминия — частицы высвобождаются во всех направлениях по отношению к падающей α-частице.

В данной работе мы опишем эксперименты, поставленные с целью дальнейшего изучения этих явлений, а также исследования возможности искусственного разложения других легких элементов.

Магнитное отклонение частиц

В ходе этой работы был усовершенствован микроскоп, используемый для счета сцинтилляций. Для данных экспериментов было существенно (чтобы получить достаточное число сцинтилляций в минуту) значительно увеличить наблюдаемую площадь экрана из сернистого цинка, не умень-

---

* Philos. Mag., 1922, September, ser. 6, 44, 417—432.

шив при этом светосилу микроскопа. По предложению Хартриджа была сконструирована видоизмененная форма окуляра Кельнера. Плоско-выпуклая линза с фокусным расстоянием около 7 *см* устанавливалась так, чтобы выходящие из объектива лучи были почти параллельными, а затем полученное таким образом изображение рассматривалось при помощи такой же линзы и лупы с фокусным расстоянием 4 *см*. Эта система в комбинации с голоскопическим объективом Ватсона с фокусным расстоянием 16 *мм* и численной апертурой 0,45 обеспечивала поле зрения диаметром несколько больше 6 *мм*. В окуляре помещалась прямоугольная диафрагма, ограничивающая поле зрения площадью 6 $\times$ 4,9 *мм*^{2}. Наша прежняя система имела поле зрения площадью 8,3 *мм*^{2}, так что новый

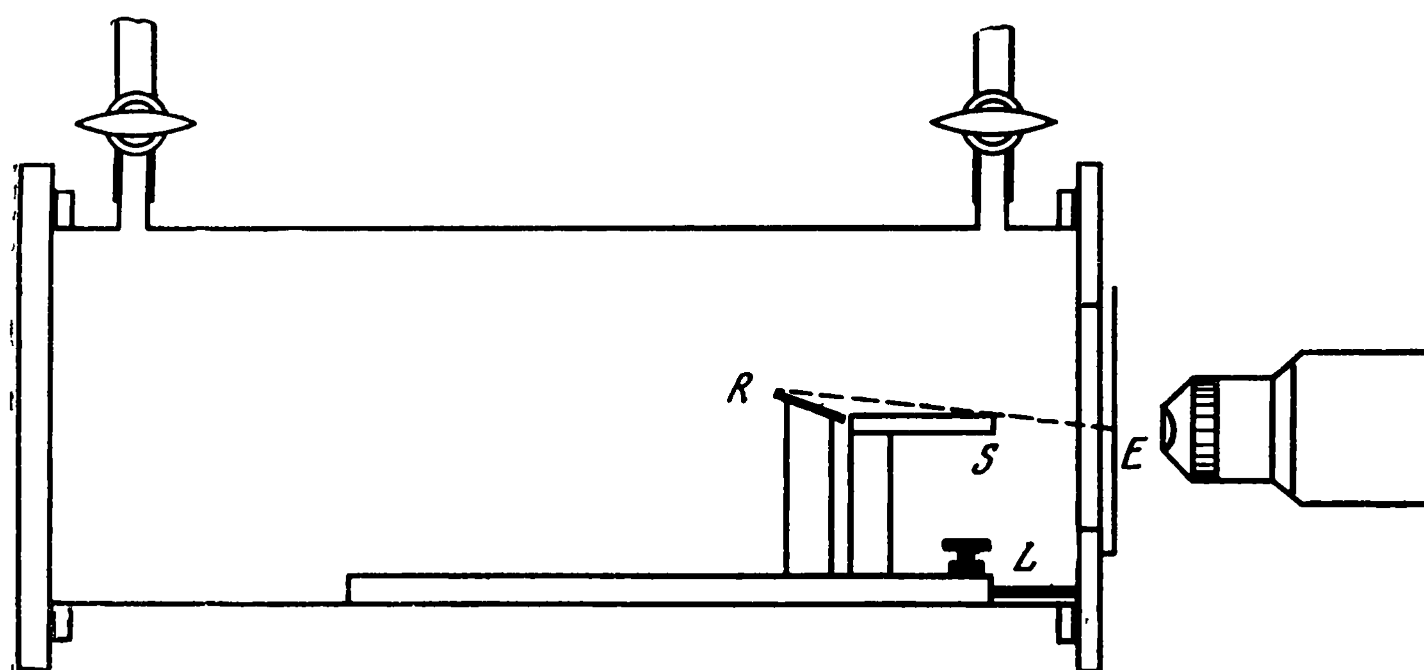


Рис. 1

микроскоп при тех же условиях позволял наблюдать примерно в три раза большее число сцинтилляций, чем прежний. При счете сцинтилляций принимались те же меры предосторожности, что и описанные в предыдущей статье.

Метод измерения магнитного отклонения длиннопробежных частиц совершенно такой же, как описанный в Бейкерианской лекции [2] в 1920 г. Схема опыта показана на рис. 1. Источник α-лучей был расположен в точке R и наклонен под углом 20° к горизонту. Нижний его край находился на уровне плоскости латунной пластинки S, которая работала как щель. Расстояние от центра источника до дальнего края щели составляло 2,95 *см*. Подставка источника и щель устанавливались в прямоугольном латунном ящике между полюсами электромагнита, поле которого было перпендикулярно длине щели. Во время опыта через ящик циркулировал поток сухого кислорода.

Для увеличения отклонения частиц, исходящих от щели, к подставке был прикреплен наконечник L, выступающий на 1,7 *см* за пределы края щели. В конце ящика имелось отверстие шириной 1 *см* и длиной 2 *см*, закрытое слюдяной пластинкой с тормозной способностью 3,62 *см*. Экран из сер-

нистого цинка прикреплялся к поверхности ящика на расстоянии 1 *мм* от нее; в этот промежуток можно было вставлять поглощающие экраны.

Источник R представлял собой латунный диск диаметром 1,2 *см*, покрытый активным осадком радия. Его начальная γ-активность обычно была эквивалентна примерно 40 *мг* радия.

Материал, частицы из которого подлежали исследованию, накладывался прямо на источник в форме фольги либо (если он был порошкообразный) насыпался на поверхность источника.

Эксперимент заключался в определении оценки отклонения частиц, падающих на экран, путем наблюдения влияния магнитного поля на число сцинтилляций вблизи линии E — края неотклоненного пучка частиц. Положение микроскопа фиксировалось следующим образом. После того как источник α-лучей устанавливался на место, через ящик пропускался водород. При этом α-лучи могли попадать прямо на экран из сернистого цинка, причем резко обозначался край пучка E. Микроскоп устанавливался так, чтобы край полосы сцинтилляций был ниже горизонтальной нити окулярного креста, отмечающего центр поля зрения.

Когда направление магнитного поля обеспечивало отклонение частиц вверх (будем называть это направление поля положительным), край пучка в поле зрения микроскопа отклонялся вниз и сцинтилляции были видны только в нижней половине поля зрения. При противоположном направлении поля (отрицательное поле) край пучка перемещался в поле зрения вверх. Напряженности применявшихся в этих экспериментах магнитных полей подбирались всегда так, чтобы при отрицательном магнитном поле сцинтилляции покрывали все поле зрения микроскопа. В опытах по магнитному отклонению длиннопробежных частиц число сцинтилляций было слишком мало, чтобы можно было получить полосу сцинтилляций с резко очерченным краем. Однако ясно, что если частицы заряжены положительно, то число сцинтилляций, наблюдаемое при отрицательном поле, должно быть больше, чем при положительном, и отношение этих чисел может служить мерой величины отклонения частиц. Определяя это отношение для длиннопробежных частиц и сравнивая его с отношением для Н-частиц, испускаемых с известной скоростью, можно получить примерную величину магнитного отклонения длиннопробежных частиц. Общий метод обработки наблюдений, пожалуй, лучше всего показать на примере экспериментов с частицами, полученными при бомбардировке алюминия.

Эксперименты с частицами, возникающими при бомбардировке алюминия

После фиксирования положения микроскопа описанным выше способом поверх источника устанавливался листок алюминиевой фольги с тормозной способностью 3,37 *см*. Через ящик пропускался поток сухого кислорода, а перед экраном из сернистого цинка ставился слюдяной листок с

тормозной способностью 10 *см*. Таким образом, суммарное поглощение между источником и экраном было эквивалентно 30 *см* воздуха. Следовательно, наблюдаемые сцинтилляции обусловливались длиннопробежными частицами, возникающими при бомбардировке алюминия; пробеги наблюдавшихся частиц изменялись от 30 до 90 *см*; средний пробег составлял 45 *см*. Затем подсчитывалось число сцинтилляций при положительном и отрицательном полях, создаваемых током 6 *а*. Среднее отношение числа сцинтилляций при — поле к числу сцинтилляций при + поле, полученное в нескольких опытах, было равно 3,7. Затем измерения были повторены при токе 4 *а*; соответствующее отношение было равно 2,1.

Когда активность источника спадала до малой доли своего начального значения, вместо алюминиевой фольги устанавливалась тонкая парафиновая пластинка. Слюдяной листок с тормозной способностью 10 *см*, стоявший перед экраном из сернистого цинка, заменялся другим, с тормозной способностью 3,4 *см*; в результате суммарное поглощение становилось равным 16 *см*. Теперь уже наблюдаемые на экране сцинтилляции вызывались Н-частицами, вылетевшими из парафина, с пробегами от 16 до 29 *см*, причем средний пробег составлял 22 *см*. Затем определялось отношение числа сцинтилляций при — и +полях при возбуждающем токе 4 *а*, и оно оказалось равным 3,2.

Эти результаты, следовательно, показали, что длиннопробежные частицы, вылетевшие из алюминия со средним пробегом 45 *см*, отклоняются в одном и том же поле меньше, чем Н-частицы со средним пробегом 22 *см*, и что в магнитном поле, создаваемом током 6 *а*, которое в 1,34 раза больше поля при токе 4 *а*, эти частицы отклоняются больше, чем Н-частицы в поле тока 4 *а*. В первом приближении мы можем сказать, что для частиц из алюминия с пробегом 45 *см* величина mv/e в 1,23 раза больше, чем для Н-частиц с пробегом 22 *см*. Этот результат находится в явном соответствии с той точкой зрения, что частицы, вылетевшие из алюминия, представляют собой Н-ядра, движущиеся с большой скоростью. Действительно, полагая, что пробег Н-частиц пропорционален кубу скорости, находим, что скорость частицы с пробегом 45 *см* в 1,27 раза больше, чем скорость частицы с пробегом 22 *см*.

Поэтому наши эксперименты показывают, что частицы, вылетевшие из алюминия, несут положительный заряд и отклоняются в магнитном поле как раз в такой степени, как и следовало бы ожидать, если бы эти частицы были атомами водорода, движущимися со скоростями, соответствующими их пробегу. Хотя не может быть сомнения в том, что эти частицы есть ядра водорода, доказать это с полной определенностью чрезвычайно трудно без действительного определения скорости и величины e/m для этих частиц. Наши знания о зависимости между скоростью и пробегом для многократно заряженных атомов слишком неопределенны, чтобы можно было производить расчеты. С другой стороны, если мы предположим, что вылетающие частицы (что *a priori* вероятно)—это свободные ядра атома, то можно достаточно уверенно показать, что только

частицы с массой 1 и зарядом 1 могут соответствовать экспериментальным результатам.

Дополнительные сведения о величине mv/e для частиц, вылетевших из алюминия, были получены сравнением их магнитного отклонения с отклонением α-частиц с пробегом 8,6 *см*, испущенных торием С. В этих опытах источником R служил весьма слабый активный осадок тория, полученный при экспозиции диска в эманации тория. Через ящик пропускался водород, а перед экраном из сернистого цинка вставлялись поглощающие экраны, способные полностью поглотить α-частицы с пробегом 5 *см*, испущенные торием С. Подсчитывались числа α-частиц, падающих на экран при — и + полях при токе возбуждения 6*а*. Отношение этих чисел было равно 2,4. Сравнение этого отношения с отношением, найденным для длиннопробежных частиц, показывает, что величина mv/e для последних составляет около 0,8 той же величины для α-частиц с пробегом 8,6 *см*, т. е. приблизительно равна $3{,}4 \cdot 10^5$ *эл.-магн. ед.* Величина, вычисленная в предположении, что частицы из алюминия — это Н-ядра и что их скорость пропорциональна корню кубическому из пробега, будет равна $3{,}7 \cdot 10^5$ *эл.-магн. ед.* Если принять во внимание трудность экспериментов, то такое совпадение удовлетворительное.

Эксперименты с фосфором и фтором

Аналогичные измерения были проведены с фосфором и фтором. В первом случае на поверхность источника в виде порошка насыпался тонкий слой красного фосфора. Суммарное поглощение на пути пучка было равно около 35 *см*, поэтому пробег наблюдавшихся частиц изменялся от 35 *см* до максимального пробега 65 *см*; средний пробег составлял около 45 *см*. Отношение числа сцинтилляций для — и + полей, обусловленных током 4 *а*, равнялось 2,0.

При исследовании фтора на поверхность источника насыпался в виде тонкого порошка фтористый кальций. Предыдущие эксперименты показали, что из кальция длиннопробежные частицы не вылетают. Суммарное поглощение на пути частиц было около 30 *см*. Максимальный пробег частиц из фтора равен приблизительно 65 *см*, а средний пробег частиц, падавших на экран,—около 40 *см*. Отношение числа частиц, наблюдавшихся в — и + полях, при токе 4 *а* равнялось 2,5.

Эти результаты ясно показывают, что в пределах ошибок эксперимента частицы, высвобождаемые из фосфора и фтора, отклоняются магнитным полем примерно в той же степени, что и частицы, вылетающие из алюминия. Поэтому можно сделать заключение, что эти частицы тоже Н-ядра, движущиеся с большими скоростями.

Мы не исследовали таким способом частицы, высвобождаемые из бора и натрия, но нет оснований сомневаться в том, что и они состоят из Н-ядер.

Пробег H-частиц

В экспериментах, описанных в предыдущей статье, были исследованы подробно только два элемента — азот и алюминий. Остальные элементы были изучены только качественно, но было показано, что пробеги высвобождаемых H-ядер, во всяком случае, больше 40 *см*. В этой работе пробеги частиц, вылетевших из этих элементов—бора, фтора, натрия, фосфора, — определены более тщательно.

Мы уже обращали внимание на тот замечательный факт, что высвобождаемые из алюминия H-частицы можно обнаружить не только по направлению падающих α-частиц, но и в обратном направлении. Число частиц,

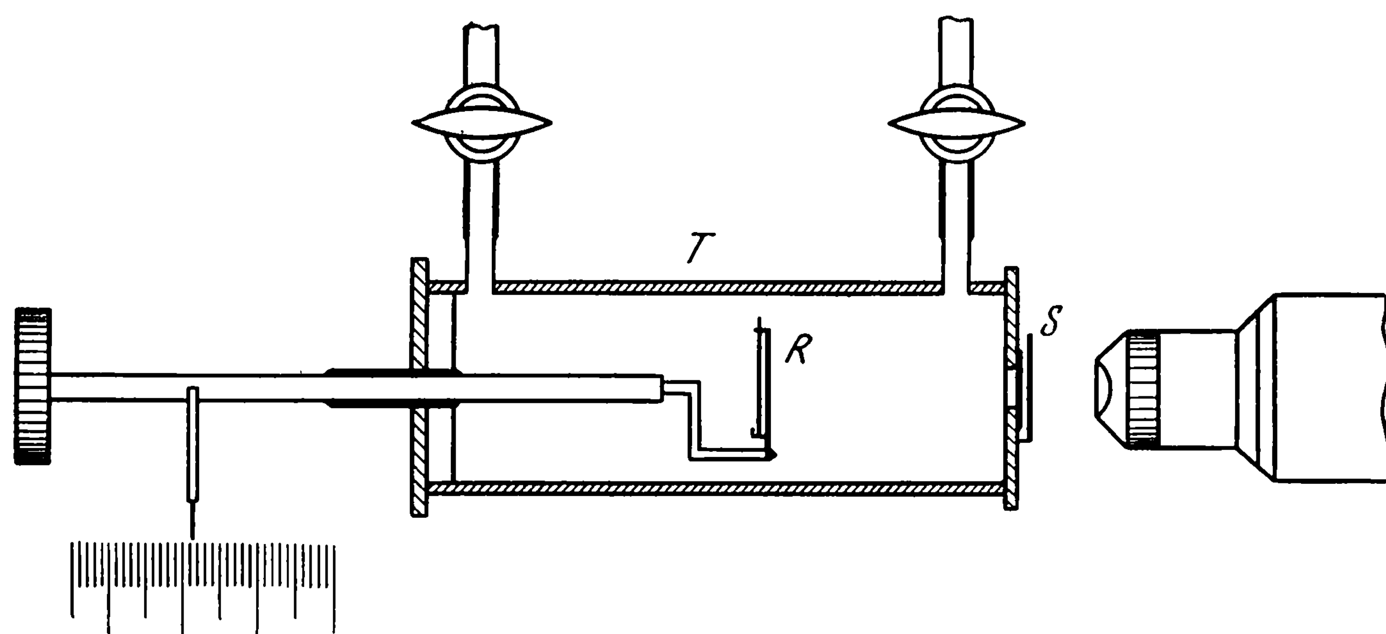


Рис. 2

испускаемых в обратном направлении, оказалось того же порядка величины, что и число частиц, испускаемых в прямом направлении, но максимальный пробег в обратном направлении был меньше (для α-частиц с пробегом 7 *см* пробег вылетающих частиц в прямом направлении был 90 *см*, а в обратном — 67 *см*). Несколько экспериментов с азотом показали, что при поглощении, большем 18 *см* воздуха, в обратном направлении испускается очень мало частиц.

Мы повторили опыты с азотом и исследовали также другие элементы — бор, фтор, натрий и фосфор. В результате обнаружили, что в каждом случае при распаде ядра H-частицы испускаются во всех направлениях, причем максимальный пробег в обратном направлении меньше, чем в прямом.

Для измерения пробегов частиц в прямом направлении было использовано то же самое экспериментальное устройство, что и описанное в предыдущей статье [1]. Прибор для исследования вылета частиц в обратном направлении отличался от описанного в предыдущей статье расположением источника (рис. 2).

Источник α-частиц прикреплялся к подвижному стержню, который проходил через пробку, плотно пригнанную к латунной трубке *T* диаметром 3 *см*. На конце трубки имелось отверстие диаметром 7,5 *мм*, закрытое серебряной фольгой, толщина которой эквивалентна 3,75 *см* воздуха.

Перед отверстием трубки был укреплен экран из сернистого цинка S, причем между экраном и трубкой оставался промежуток, куда можно было вставлять поглощающие экраны. Весь прибор располагался между полюсами электромагнита, чтобы уменьшить свечение экрана, вызываемое β-лучами.

Источником R служила серебряная фольга с тормозной способностью 4,15 *см*, покрытая с одной стороны активным осадком радия. Начальная γ-активность этого источника в большинстве случаев была эквивалентна примерно 30 *мг* радия. Неактивная сторона серебряной фольги была обращена к экрану из сернистого цинка. Расстояние источника от экрана обычно было около 3,5 *см*, но могло меняться, и его положение отсчитывалось по шкале. Исследуемые элементы в большинстве случаев могли быть получены только в форме соединений. Соединение в порошкообразном виде прогревалось в вакууме, и пленку получали, насыпая этот порошок на поверхность фольги, смоченную спиртом. Приготовленный таким способом экран устанавливался сразу же за источником. Как и в наших предыдущих экспериментах, через прибор циркулировал поток сухого кислорода.

Во всех случаях, кроме азота, максимальный пробег частиц, вылетевших в обратном направлении, был больше пробега свободных частиц водорода, так что присутствие водорода в серебряной фольге или других материалах на пути α-частиц не вызывало никаких осложнений.

Однако, как показали наши предыдущие эксперименты, пробег обратных частиц, вылетевших из азота, значительно меньше пробега свободных частиц водорода, и необходимо было принимать во внимание «естественный» эффект, т.е. эффект, возникающий от примесей водорода в экранах, расположенных на пути α-частиц, и в источнике. Пользоваться газообразным азотом для этих опытов оказалось неудобным, поэтому для экспериментов с азотом экран изготовлялся просеиванием порошкообразного парациана (C_xN_x) на золотую фольгу. Когда против источника устанавливалась пленка парациана, то наблюдавшиеся сцинтилляции были одновременно обусловлены как «естественными» частицами, испущенными источником и экранами, так и частицами, возникшими из азота в парациане. При удалении пленки из C_xN_x подсчитывались лишь естественные частицы. В некоторых экспериментах перед источником ставилась пленка из парафина. При этом естественный эффект оставался таким же; отсюда следует, что, даже если пленка парациана содержит большое количество водорода, число свободных Н-частиц, рассеиваемых стенками прибора к экрану из сернистого цинка, мало и ими можно пренебречь.

На рис. 3 приведен типичный результат этих экспериментов. По оси ординат отложено наблюденное число сцинтилляций на 1 *мг* активности радия С, измеренной по γ-излучению; по оси абсцисс — тормозная способность поглощающих экранов для α-лучей, выраженная в сантиметрах воздуха. Штриховая линия A соответствуют естественному эффекту,

наблюдавшемуся в том случае, когда пленки парациана не было или опа заменялась парафиновой пленкой. Сплошная кривая *B* снята при наличии пленки парациана. Таким образом, разность этих кривых дает эффект, обусловленный входящим в состав парациана азотом. Как видно, максимальный пробег частиц, вылетевших из азота в обратном направлении, примерно равен 18 *см*. Кривая *C*— это кривая поглощения для частиц, испускаемых азотом в прямом направлении.

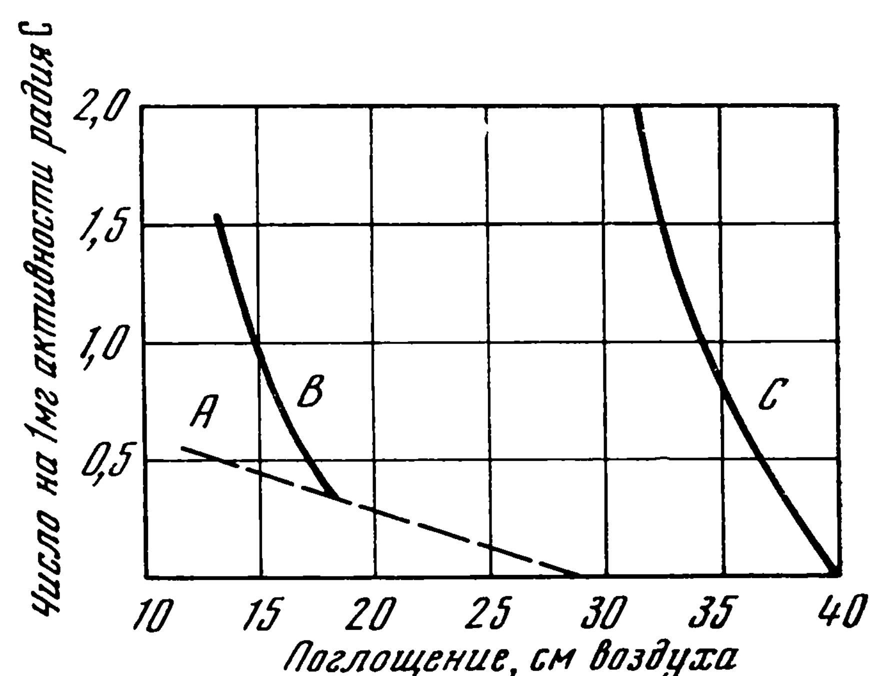


Рис. 3

В табл. 1 приведены максимальные пробеги частиц (как в прямом, так и в обратном направлениях), высвобождаемых из элементов, в которых обнаружен эффект распада.

Следует указать, что в определение прямых пробегов частиц, вылетевших из бора, фтора, натрия и фосфора, могут вкрасться значительные ошибки, так как в этих случаях в качестве бомбардируемого материала использовались пленки из порошков. Частицы с максимальным пробегом получаются на поверхности зерен порошка, поэтому, чтобы определить истинный пробег, надо знать размеры и эквивалентную толщину воздуха для зерен порошка. Для приведенных в табл. 1 пробегов предполагалось, что размер зерен постоянен, а средняя величина воздушного эквивалента пленки вычислялась по ее весу на 1 *см*^{2}. Очевидно, что определенные таким образом пробеги несколько меньше истинных. Вычисление пробегов частиц в обратном направлении, конечно, свободно от такого источника ошибок.

Таблица 1

Элемент	Прямой пробег, *см*	Обратный пробег, *см*	Элемент	Прямой пробег, *см*	Обратный пробег, *см*
Бор	58	38	Натрий	58	36
Азот	40	18	Алюминий	90	67
Фтор	65	48	Фосфор	65	49

Согласно наблюдениям, количества высвобождаемых из различных элементов частиц во всех случаях, по-видимому, величины одного и того же порядка, если учесть разницу в пробегах. В наших первых экспериментах мы обнаружили, что число частиц, вылетевших из бора, несколько меньше, чем из других элементов, но это было связано с неравномер-

ностью пленки. Используя пленку из более тонко размельченного бора, мы получили примерно то же самое число частиц, что и из других элементов.

Исследование других элементов

В прежних опытах мы исследовали все легкие элементы до кальция, за исключением редких газов. Оказалось, что из всех элементов только шесть (см. табл. 1) испускают под влиянием бомбардировки α-лучами достаточное для обнаружения количество Н-атомов. Как было указано ранее, атомные веса этих элементов могут быть представлены в виде $4n + a$, где n — целое число. Этот результат просто объясняется, если предположить, что ядра этих элементов построены из ядер гелия с массой 4 и ядер водорода. Однако некоторые легкие элементы, у которых не обнаружено испускания заметного числа Н-частиц, тоже имеют атомную массу, которая может быть представлена в виде $4n + a$. Таким образом, в высшей степени было важно повторить исследование элементов с применением усовершенствованного микроскопа и определить, если это возможно, не испускаются ли частицы с меньшим пробегом, чем у свободных Н-ядер. В некоторых случаях вследствие примеси водорода в материале можно было проводить наблюдения только при поглощениях, бóльших 30 *см* воздуха, но для других элементов наблюдения были уверенно проведены при меньших поглощениях.

Литий исследовался в виде окиси и в виде металла; во втором случае тонкие листочки получались сжатием слитка между двумя стальными пластинками в атмосфере углекислого газа. Никаких данных об испускании частиц с пробегом более 30 *см* не было получено. Примеси водорода в Li и Li_2O не позволили при меньших пробегах получить определенный ответ. При наблюдениях в обратном направлении заметного числа частиц с пробегом, большим 14 *см*, не было обнаружено. Бериллий исследовался в форме порошкообразной окиси, и здесь снова не было получено доказательств испускания частиц с длиной пробега больше 30 *см* в прямом направлении и 15 *см* — в обратном. Магний исследовался как в виде металлической пластинки, так и в виде экрана, сделанного из порошкообразного магния. Длиннопробежные частицы не были обнаружены.

Для исследования кремния применялся тонкий слой порошкообразного кремния и тонкая кварцевая пластинка. Пластинка из кварца позволяла проводить наблюдение частиц, вылетающих в прямом направлении, при поглощающей толщине вплоть до 17 *см*. Наблюдавшиеся сцинтилляции были целиком вызваны естественными Н-частицами. Хлор первоначально исследовался в виде различных хлоридов. Эти наблюдения были повторены, и результаты подтвердили вывод, что в данном случае в заметном количестве не освобождаются частицы с пробегом больше 30 *см*. Чтобы провести наблюдения в области, лежащей внутри пробега свободных Н-атомов, была поставлена специальная серия экспери-

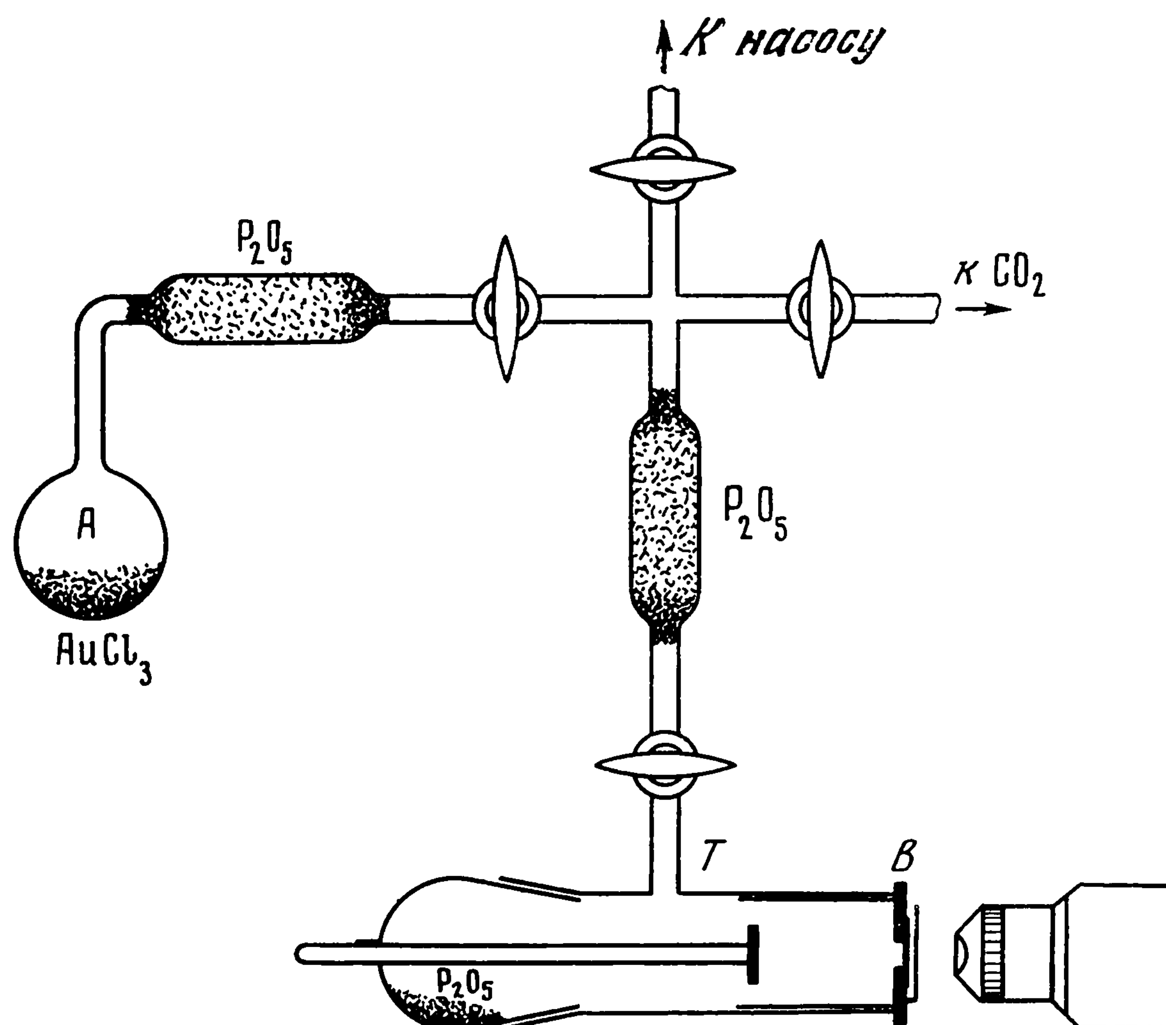


Рис. 4

ментов. Применялся стеклянный прибор, аналогичный по конструкции основному прибору. Его детали ясны из приведенной на рис. 4 схемы.

Чтобы избежать бомбардировки стеклянных стенок и, следовательно, вылета H-частиц, внутренние стенки трубки были выложены платиновой фольгой. Для защиты от действия хлора поверхность латунной пластинки *B* и стержня, несущего источник, покрывалась смолой. Краны и шлифы смазывались бромированным жиром. Источником α-лучей служила платиновая фольга, покрытая активным осадком радия. Чистый сухой хлор приготовлялся нагреванием хлорного золота $AuCl_3$, находившегося в трубке *A*, и пропускался через P_2O_5, прежде чем попасть в сосуд *T*. В качестве дополнительной предосторожности в самый сосуд вводилось небольшое количество P_2O_5.

Когда источник устанавливался на место, воздух откачивался и промывался сухим углекислым газом. Затем углекислый газ при атмосферном давлении оставлялся в приборе и подсчитывались естественные сцинтилляции при различных поглощениях от 16 до 30 *см*. После этого углекислый газ заменялся хлором и наблюдались сцинтилляции при тех же поглощениях. Затем хлор поглощался хлорным золотом, и в сосуд снова вводился углекислый газ. Таким образом, подсчет частиц из хлора всегда проводился между двумя подсчетами естественных частиц, и можно было учесть любые следы примесей водорода. Результаты не дали каких-либо свидетельств о высвобождении из хлора H-частиц в исследованных интервалах пробегов (бóльших 16 *см*).

Обсуждение результатов

Для удобства обсуждения в табл. 2 приведены атомные номера и массы изотопов от водорода до калия. Не исследовался только изотопный состав алюминия, но весьма вероятно, что это чистый элемент с атомной массой 27. Все собранные в таблице элементы, за исключением гелия, аргона и неона, были исследованы с целью обнаружения Н-ядер, вылетающих под действием α-частиц. Шесть активных элементов, как их можно назвать для удобства, подчеркнуты.

Таблица 2

Элемент	Атомный номер	Масса атома	Элемент	Атомный номер	Масса атома
H	1	1,008	Na	11	23
He	2	4,00	Mg	12	24,25,26
Li	3	6,7	Al	13	27
Be	4	9	Si	14	28,29
B	5	10,11	P	15	31
C	6	12	S	16	32
N	7	14	Cl	17	35,37
O	8	16	Ar	18	36,40
F	9	19	K	19	39,41
Ne	10	20,22			

Данные таблицы позволяют классифицировать активные элементы разными способами.

1) Активные элементы представляют собой элементы нечетных номеров в правильной последовательности, т. е. 5, 7, 9, 11, 13, 15.

2) Атомные массы активных элементов выражаются формулой $4n + a$, где n — целое число; $a = 3$ для всех элементов, кроме азота, для которого $a = 2$.

3) За исключением бора, который имеет два изотопа (10, 11), все активные элементы являются чистыми элементами.

Мы видели, что ни у лития (3), ни у хлора (17) или калия (19) никаких следов активности при бомбардировке α-лучами не обнаружено, хотя это элементы с нечетными атомными номерами, а массы их изотопов выражаются формулой $4n + a$. Магний и кремний — четные элементы, имеющие, однако, изотопы с массами $4n + 1$ или $4n + 2$, также не обнаруживают следов активности.

Таким образом, по-видимому, не существует очевидного общего правила, которое позволяло бы отличать активные элементы от неактивных. Активность внезапно начинается с бора и резко обрывается на фосфоре.

То, что ни у лития, ни у хлора не обнаружено никаких признаков активности в смысле испускания длиннопробежных или короткопробежных частиц, совершенно неожиданно. Интересно рассмотреть, нельзя ли на основе изложенных экспериментальных фактов сделать какие-либо выводы о структуре этих ядер.

В нашей предыдущей статье [1] было указано, что Н-ядра, высвобождаемые из активных элементов, вероятно, представляют собой спутники, вращающиеся по орбитам вокруг главных ядер. При эффективном столкновении α-частицы с таким ядром часть импульса α-частицы передается центральному ядру, а спутники находятся достаточно далеко, чтобы приобрести необходимые для их вылета из системы импульс и энергию. Было показано, что эта точка зрения позволяет объяснить как зависимость скорости выброшенного Н-ядра от скорости α-частицы, так и вылет Н-ядер по всем направлениям. Вероятность вылета из ядра Н-спутника с большой скоростью намного меньше (для азота, например, около $^1/_{20}$) вероятности приведения в соответствующее быстрое движение свободного Н-ядра. Поэтому освобождение спутника наступает, видимо, лишь при определенных, ограниченных условиях столкновения α-частиц с ядром. Если бы литий и хлор имели Н-спутники, которые были бы очень слабо связаны с ядром, то число освобождаемых α-лучами спутников должно было быть того же порядка, что и в случае свободных Н-ядер. Поскольку этого не обнаружено, то можно сделать вывод, что в ядерной структуре лития и хлора нет слабо связанных спутников. Полное отсутствие у этих элементов длиннопробежных частиц показывает, что Н-спутники, если они вообще имеются, прочно связаны с основным ядром. Например, если спутник вращается очень близко к ядру, то α-частица может передать ему лишь такую малую часть своего импульса, что ее оказывается недостаточно для вылета спутника из системы. Однако маловероятно, чтобы силы связи спутника с ядром столь резко изменялись при переходе от фосфора к хлору. Кажется более вероятным, что общая структура ядер хлора заметным образом отличается от структуры ядер группы активных элементов. Возможно, Н-ядра входят в состав главной системы ядра, так что энергия α-частицы не может сконцентрироваться на каком-либо одном элементе ядерной структуры. Точно так же литий, по-видимому, резко отличается по своей структуре от следующего за ним элемента — бора. Обнаруженные этими экспериментами факты указывают, что даже ядра легких элементов представляют собой сложные системы. Эти факты иллюстрируют, насколько трудно найти простое и общее правило, характеризующее изменение в структуре последовательных элементов.

Как было отмечено, все активные элементы, за исключением бора,— это «чистые» элементы, т. е. они не имеют изотопов. Это может служить некоторым показателем различия структуры активных и неактивных элементов. Отсутствие изотопов указывает, что в отношении массы существуют лишь узкие границы устойчивости ядра при данном ядерном

заряде. Прибавление или удаление равного числа Н-ядер и электронов приводит к неустойчивости ядерной системы. Следовательно, в литии и хлоре, имеющих изотопы, силы связи в ядре могут весьма значительно отличаться от сил связи в активных элементах. Если эта точка зрения имеет какие-либо основания, то это, видимо, указывает на то, что Н-спутники существуют лишь в чистых нечетных элементах. Однако, как мы уже видели, бор представляет собой исключение из этого правила.

При сравнении явлений, наблюдавшихся у шести активных элементов, сразу же становится ясно, что азот в этой группе занимает исключительное положение. Не только наличие наименьшего пробега, но и отношение пробегов в противоположных направлениях значительно отличается от соответствующих отношений для других элементов. Естественно связать это аномальное поведение с тем фактом, что масса ядра азота соответствует формуле $4n + 2$, тогда как атомные массы остальных элементов активной группы принадлежат к классу $4n + 3$. Меньшая скорость вылета частиц из азота на первый взгляд наводит на мысль, что Н-спутник в азоте легче связан, чем в других элементах. Однако это предположение не подтверждается подсчетом распределения импульса между тремя участвующими в столкновении телами — α-частицей, Н-спутником и остаточным ядром.

В предыдущей статье мы показали, что распределение импульсов можно вычислить при некоторых допущениях на основе наблюдений пробегов частиц, выброшенных в прямом и обратном направлениях по отношению к α-частице. Было сделано предположение, что закон сохранения импульса справедлив и что сумма энергий Н-частицы и остаточного ядра будет одинаковой независимо от того, высвобождается ли Н-частица в прямом или в обратном направлении. Из этих предположений следует, что относительная скорость Н-ядра одна и та же в обоих случаях. Результаты этих вычислений для группы активных элементов собраны в табл. 3.

Таблица 3

Распределение импульсов (выражены через начальную скорость V α-частицы)

Элемент	Н-частица		Остаточное ядро		α-частица	Баланс энергий, %
	Прямое направление	Обратное направление	Прямое направление	Обратное направление		
Бор	2,02	—1,75	—0,54	3,23	2,52	42
Азот	1,78	—1,32	1,44	4,54	0,78	—13
Фтор	2,10	—1,89	—0,10	3,89	2,00	35
Натрий	2,02	—1,72	1,42	5,16	0,56	6
Алюминий	2,34	—2,11	0,78	5,23	0,88	42
Фосфор	2,10	—1,89	1,14	5,13	0,76	15

Начальный импульс α-частицы, а следовательно, и сумма импульсов всех трех тел после столкновения равны $4V$. Импульсы в направлении полета α-частицы считаются положительными, а в обратном направлении — отрицательными. Процент энергии, полученный от ядра в результате его распада, приведен в последнем столбце табл. 3 и выражен через начальную энергию α-частицы.

Очевидно, что в случае азота значительная часть импульса α-частицы (гораздо большая, чем в случае соседних элементов — бора и фтора) передается главному ядру. Это означает, что H-спутник азота расположен относительно ближе к главному ядру. Следует также отметить, что, в то время как у всех элементов получается выигрыш энергии при распаде ядра (от 6% у натрия до 42% у бора и алюминия), для азота получается потеря энергии в 13%.

Из приведенных в табл. 3 данных видно, что распределение импульсов между участвующими в столкновении тремя телами очень сильно изменяется для различных элементов. Но, поскольку нет определенных доказательств справедливости теории, на которой основаны вычисления, сейчас вряд ли имеет смысл обсуждать детально эти различия.

Кавендишская лаборатория, 20 июня 1922 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.*, *Chadwick J.* Philos. Mag., 1921, **42**, 809.
2. *Rutherford E.* Bakerian Lecture. Proc. Roy. Soc. A, 1920, **97**, 374.

1923

28

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА *

**Речь, произнесенная 12 сентября 1923 г.
в Британской Ассоциации в Ливерпуле**

Это было в 1896 г., когда Ассоциация в последний раз собралась в Ливерпуле под председательством ныне покойного лорда Листера, великого зачинателя антисептической хирургии, память о котором сохранили все народы мира. Его речь, касавшаяся главным образом истории применения антисептических методов в хирургии и их связи с работами Пастера — этого короля экспериментаторов, чье столетие со дня рождения мы отмечали в этом году,— дала нам ощущение законченной и доблестной страницы в истории науки. Тогда же, в самом начале своей речи, Листер подчеркнул значительность открытия Рентгеном нового типа излучения, X-лучей,— открытия, которое мы теперь отмечаем как начало новой и плодотворной эры в иной научной области.

Мое посещение Ливерпуля в 1896 г. памятно мне, ибо здесь я принял впервые участие в заседаниях этой Ассоциации и здесь прочел свою первую научную работу. Но гораздо более важно то, что здесь я получил возможность, так широко предоставляемую этими собраниями, встретиться впервые с целым рядом крупных ученых как Великобритании, так и иностранных, которые приехали в этот город на заседание Ассоциации. Год 1896-й всегда казался мне памятным еще и по другой причине: оглядываясь назад с неким чувством перспективы, мы не можем не заметить что то последнее Ливерпульское собрание знаменовало собой начало, если можно так выразиться, героической эпохи физики. Никогда ранее в истории этой науки не бывало периодов столь напряженной деятельности, когда открытия первостепенной важности следовали бы одно за другим со столь поражающей быстротой.

Об открытии X-лучей Рентгеном мир узнал в 1895 г., в начале 1896 г. стало известно об открытии Беккерелем радиоактивности урана. Даже ученые с наиболее богатым воображением никогда не могли мечтать о возможности такого расширения наших познаний о строении вещества, к которому привели эти два фундаментальных открытия. В протоколах ливерпульских собраний мы находим первые попытки определения возможных последствий открытия X-лучей не только в области их применения в медицине и хирургии, но и как нового и мощного метода решения некото-

---

* Nature, 1923, September 15, Suppl. N 2811, 409—419.

рых фундаментальных вопросов физики. Доклад Дж. Дж. Томсона, президента секции А, посвященный главным образом обсуждению природы Х-лучей и примечательных свойств газов, возникающих в результате прохождения через них Х-лучей, положил начало новой и плодотворной области исследования.

В прикладной физике этот год также явился началом другого достижения. При обсуждении доклада о новом магнитном детекторе электрических волн, который я имел честь зачитать, ныне покойный Вильям Прис сообщил собравшимся об осуществлении передачи сигналов с помощью электрических волн на расстояние в несколько сотен ярдов, выполненной в Англии молодым итальянцем Маркони. Первая публичная демонстрация передачи сигналов на короткие расстояния с помощью электрических волн была проведена Оливером Лоджем в 1894 г. на Оксфордском собрании данной Ассоциации. Вспомним поразительную быстроту, с которой эти небольшие начинания развились в новый способ беспроволочной связи на огромные земные расстояния. В последние несколько лет за этим последовало еще более быстрое развитие смежной области — радиотелефонии—как практического метода передачи речи и музыки на расстояния, ограничиваемые исключительно мощностью передающих станций. Столь быстрый рост технических достижений показывает, насколько необходима в целях быстрого и верного прогресса тесная взаимосвязь между чистыми и прикладными науками. Инженеры смогли опереть технические достижения электротехники на прочную основу — электромагнитную теорию Максвелла, нашедшую полное подтверждение в исследованиях Герца, а также в экспериментах Оливера Лоджа в Ливерпульском университете,— подтверждение, завершенное задолго до того, как были выяснены практические возможности этого нового метода сигнализации. Последние достижения в радиотелеграфии и радиотелефонии в значительной мере обязаны применению результатов фундаментальных исследований свойств электронов; примером может служить термоионная трубка, или электронная лампа, которая оказалась бесценным средством как для передачи, так и для приема электрических волн.

Весьма интересно отметить, что выгода такого объединения чисто научных и прикладных исследований не оказалась односторонней. Если фундаментальные исследования в области чистой науки обеспечивают уверенную базу практическим изысканиям, то успех практического приложения, в свою очередь, возбуждает и расширяет интерес к исследованию фундаментальных проблем: развитие новых методов и приспособлений, требующихся для технических целей, часто дает в руки исследователя средства для решения еще более трудных вопросов. Такого рода взаимодействие между чистой и прикладной наукой можно продемонстрировать во многих областях знаний. Это особенно отчетливо видно на примере промышленного развития Х-лучевой радиографии для терапевтических и промышленных целей, когда создание в промышленных масштабах специальных Х-лучевых трубок и усовершенствование методов возбужде-

ния дали физикам более эффективные инструменты для исследования самих лучей и строения атома.

В наше время никто не может провести четкую разграничительную черту между ценностью так называемых чистых и прикладных исследований. И те и другие в равной степени важны для прогресса, и нельзя не признать, что без прекрасно поставленных исследований в области чисто научных проблем в наших университетах и научных институтах технические исследования были бы обречены на гибель. К счастью, доказывать это в наше время нет необходимости, ибо ценность работы в области чистой науки нашла общее признание. Департамент научных и промышленных исследований предоставляет целый ряд привилегий молодым способным людям, занимающимся исследовательской работой в наших институтах, и оказывает финансовую помощь для проведения специальных фундаментальных исследований, расходы на которые выходят за рамки возможностей самих лабораторий. Лицам, ответственным за выделение этих дополнительных ассигнований на исследования в области чистой и прикладной науки, потребуется весь их ум и опыт для разумного распределения фондов, чтобы при минимальных расходах достичь максимальных результатов. Необычайно вредно тратить большие средства на лобовое решение какой-нибудь важной технической проблемы, когда ее решение может быть достигнуто за счет расширения наших знаний в какой-то другой области науки и потребует для этого, возможно, пустяшных средств. Я ни в коем случае не намерен критиковать те организации, которые заняты распределением средств на чистые и прикладные исследования, я хочу лишь подчеркнуть, насколько трудно правильно сбалансировать средства между чистыми и прикладными исследованиями, чтобы в конце концов обеспечить наилучшие результаты.

Сегодня я намерен дать краткий обзор некоторых основных достижений в понимании природы электричества и вещества, которые представляют собой одну из выдающихся вех развития науки за время, протекшее с последнего собрания этой Ассоциации в Ливерпуле.

Чтобы представить, сколь велики завоевания науки за это время, следует прежде всего кратко охарактеризовать состояние наших знаний о строении вещества в начале этой эпохи. Начиная с работ Дальтона атомная теория постепенно завоевывала прочное положение и создала философское обоснование для объяснения химических соединений. На ранних стадиях ее применения в физике и химии не возникало необходимости в сколько-нибудь детальном знании размеров или строения атома. Тогда достаточно было только рассматривать атомы как самостоятельные единицы и знать относительные массы атомов различных элементов. В последующих стадиях, например в кинетической теории газов, можно было объяснить основные свойства газов, предполагая, что атомы газа ведут себя как маленькие упругие шары. В течение этого периода с помощью различных методов, многие из которых были предложены лордом Кельвином, были получены грубые оценки абсолютных размеров и масс

атомов. Выяснилось, что при таких ничтожных размерах и массе атомов необходимо чрезвычайно большое их количество, чтобы получить ощутимый эффект в измерениях любого рода, На этой почве сложилось общее представление о том, что атомная теория, безусловно, никогда не сможет быть проверена прямыми экспериментами, и на этом основании одна из научных школ полагала, что атомная теория должна быть изъята из научной химии, а закон кратных отношений принят просто как предельный химический факт.

Но в пору смутного представления о возможном строении атомов среди наиболее мыслящих ученых существовала уверенность в том, что атомы элементов нельзя рассматривать как простые несвязанные единицы. Периодические изменения в свойствах элементов, открытые Менделеевым, становятся понятными лишь в том случае, если атомы имеют сходную структуру и каким-то образом построены из одного материала. Мы увидим, что проблема строения атомов теснейшим образом связана с нашими представлениями о природе электричества. Благодаря замечательному успеху электромагнитной теории внимание ученых оказалось сосредоточенным на среде, или эфире, окружающем проводники электричества, тем самым в стороне оставались действительные носители самого электрического тока. Тогда же всеобщее признание получила гипотеза, согласно которой объяснение результатов экспериментов Фарадея по электролизу возможно только в том случае, если предположить атомарную, подобно веществу, природу электричества. Эту элементарную единицу Джонстон Стони назвал «электрон» и грубо оценил ее размеры, однако полное понимание значения и важности этой концепции пришло только в новую эпоху.

Для прояснения этих достаточно смутных представлений необычайно большое значение имело доказательство в 1897 г. возможности независимого существования электрона как подвижной заряженной единицы, обладающей ничтожной по сравнению с массой атома массой. Вскоре было обнаружено, что электрон должен быть составной частью всех атомов вещества и что оптические спектры появляются в результате колебаний этих электронов. Открытие электрона и доказательство возможности его выделения различными методами из всех атомов вещества имели громадное значение, так как укрепляли ту точку зрения, что электрон, по-видимому,—общая структурная единица атомов, о чем говорит и периодическое изменение их химических свойств. Это вселило впервые надежду на успех в решении наиболее фундаментальной из всех проблем — проблемы детального строения атома. На раннем этапе своего развития эта область науки многим обязана Дж. Дж. Томсону как за смелость его идей, так и за изобретательность в создании методов оценки числа электронов в атоме и попытку определения его структуры. Он сразу же пришел к той точке зрения, что атом должен представлять собой электрическую систему, удерживаемую вместе электрическими силами, и показал в общих чертах пути возможного объяснения периодичности физических и химических свойств элементов, отражающихся в периодическом законе.

Между тем исследования радиоактивности коренным образом перевернули все наши представления об атоме и величине удерживающих его сил. Крупным шагом вперед было открытие радия, ибо оно предоставило экспериментаторам мощные источники излучения, особенно подходящие для исследования природы характеристических излучений, испускаемых всеми радиоактивными телами. Вскоре было показано, что атомы радиоактивного вещества подвержены самопроизвольному превращению и испускаемые ими при этом характерные излучения, а именно α-, β- и γ-лучи, есть следствие этих атомных взрывов. Вскоре был обнаружен удивительный ряд происходящих в уране и тории изменений, число которых превышает 30, получивший простое объяснение на основе теории превращений. Радиоактивные элементы позволили впервые заглянуть в лабораторию Природы, наблюдать и изучать происходящие в самом сердце радиоактивных атомов изменения, но не управлять ими. Эти атомные взрывы приводят к гигантским по сравнению с любыми физическими и химическими процессами выделениям энергии. В большинстве случаев выбрасывается α-частица с огромной скоростью, а иногда выбрасывается быстрый электрон, сопровождаемый γ-излучением, которое представляет собой сильно проникающие Х-лучи высокой частоты. Доказательство того факта, что α-частица есть заряженный атом гелия, впервые выявило значение гелия как одной из структурных единиц радиоактивных атомов, а также, по-видимому, атомов большинства обычных элементов. Таким образом, радиоактивные элементы не только оказали громаднейшее и непосредственное влияние на натурфилософию, но снабдили нас не менее важными дополнительными экспериментальными методами. Применение α-частиц в качестве метательных снарядов для исследования внутреннего строения атомов определенно указало на его ядерную структуру и позволило вызвать искусственный распад некоторых легких атомов; кроме того, оно сулит предоставить еще бóльшую информацию об истинном строении самого ядра.

Влияние радиоактивности распространилось еще на одну необычайно интересную область исследований. Мы знаем, что первые грубые оценки размера и массы атома не слишком обнадежили в том, что можно зарегистрировать результат действия одного-единственного атома. Однако открытие явления испускания радиоактивными телами действительно заряженных атомов гелия громадной энергии изменило взгляд на этот вопрос. Энергия отдельной α-частицы так велика, что она может быть зарегистрирована различными методами. Как впервые показал Вильям Крукс, каждая α-частица при попадании на экран, покрытый кристаллами сернистого цинка, вызывает вспышку света, отчетливо видимую в темноте. Сцинтилляционный метод подсчета отдельных частиц оказался незаменимым в ряде исследований, так как это непревзойденный по точности метод изучения явлений, связанных с единичными атомами. Обнаружить α-частицу можно также фотографическим и электрическим методами, но наиболее мощный и красивый метод разработан Ч. Т. Р. Вильсоном.

Этот метод заключается в наблюдении следов внутри газа, оставляемых не только отдельной α-частицей, но и любым другим типом проникающего излучения, которое образуют вдоль своего пути ионы или заряженные частицы. Метод сравнительно прост и основан на том впервые замеченном Вильсоном факте, что в насыщенном водяными парами газе, подвергнутом мгновенному охлаждению, каждый образовавшийся под влиянием излучения ион становится видимой каплей воды. Водяные капли вдоль траектории α-частицы ясно видимы глазом и могут быть сфотографированы. Эти прекрасные фотографии эффектов, вызываемых отдельными атомами или единичными электронами, мне кажется, вызывают огромный интерес у всех ученых. Такие фотографии не только неопровержимо свидетельствуют о дискретности этих частиц, но и придают нам новые силы и уверенность в том, что в этой области исследований можно полагаться на научные методы эксперимента и дедукции, потому что многие из основных положений, столь отчетливо и определенно проявившиеся на этих снимках, были правильно предсказаны еще задолго до этих подтверждающих их фотографий. В то же время детальное изучение этих фотографий снабжает нас ценной информацией и освещает многие неясные еще эффекты, связанные с прохождением метательных снарядов и проникающих излучений через вещество.

Тем временем был разработан ряд методов точного определения массы отдельного атома и их числа в любом данном количестве вещества. Полное согласие между собой результатов, полученных с помощью совершенно различных физических принципов, подтверждает справедливость атомного воззрения на вещество. Наиболее точный метод основан на твердой уверенности, что электричество атомно по своей природе и что фундаментальная единица заряда имеет вполне определенную величину. Мы видели, что представление об атомном характере электричества зародилось очень рано. Эта точка зрения получила подтверждение и расширилась в процессе изучения зарядов, переносимых электронами, α-частицами и ионами, образующимися в газах под действием Х-лучей и лучей, испускаемых радиоактивными веществами. Как показал впервые Таунсенд, положительный или отрицательный заряд, переносимый одним ионом в газах, всегда равен заряду иона водорода при электролизе воды, принятому, как мы видели, и принятому правильно, Джонстоном Стони за фундаментальную единицу заряда. Для измерения величины этой фундаментальной единицы были придуманы различные способы; наиболее известный и наиболее точный из них — это метод Милликена, основанный на сравнении действия электрического поля на заряженную капельку масла или ртути с весом капли. Его эксперименты представили наиболее убедительное доказательство справедливости электронной теории и дали значение этой единицы с точностью до одной тысячной. Зная эту величину, на основе электрохимических данных можно легко вычислить массу отдельных атомов и число молекул в 1 *см*^{3} любого газа, по-видимому, с точностью до одной тысячной, во всяком случае, лучше, чем до одной

сотой. Когда принимаешь во внимание малость единицы электричества и массы атома, эти экспериментальные достижения встают перед нами как одни из самых значительных даже в эру громадных открытий.

Идея атомной природы электричества весьма тесно связана с решением проблемы строения атома. Если атом электрического строения, то он может состоять лишь из целого числа заряженных единиц, и, поскольку обычно он нейтрален, количество положительных и отрицательных зарядов должно быть одинаковым. Одна из главных трудностей в этой проблеме — неопределенность относительно ролей, которые играют в строении атома положительное и отрицательное электричество. Мы знаем, что электрон обладает отрицательным зарядом, равным по величине одной фундаментальной единице, тогда как заряженный атом водорода как при электролизе, так и при электрическом разряде имеет заряд, равный одной положительной единице. Но масса электрона составляет всего $^1/_{1840}$ часть от массы атома водорода, и, несмотря на интенсивность поисков, не удалось обнаружить ни малейшего доказательства в пользу существования положительного электрона с малой массой, подобной массе отрицательного электрона. Не наблюдалось ни одного случая, когда бы положительный заряд был связан с массой, меньшей, чем у заряженного атома водорода. Это различие между положительным и отрицательным электричеством на первый взгляд весьма удивительно, и чем глубже мы вникаем в этот вопрос, тем больше подчеркивается эта основная разница между единицами положительного и отрицательного электричества. Действительно, как мы увидим дальше, атомы совершенно асимметричны по отношению к содержащимся в них единицам положительного и отрицательного электричества, и, по-видимому, не будь этой разницы в массах между двумя единицами заряда, безусловно, не могло бы существовать, насколько мы это теперь понимаем, и само вещество.

Естественно задать вопрос: как объяснить это поразительное различие в массах двух единиц? Я думаю, что все ученые согласятся с тем, что малая масса отрицательного электрона полностью связана с энергией его электрической структуры, так что электрон можно рассматривать как бестелесный атом отрицательного электричества. Мы знаем, что электрон при своем движении, помимо уже существующего электрического поля, возбуждает вокруг себя магнитное поле, и в пространстве в электромагнитной форме накапливается энергия, которая движется вместе с электроном. Это создает у электрона кажущуюся или электрическую массу, которая, будучи почти постоянной при небольших скоростях, быстро возрастает при приближении скорости электрона к скорости света. Это увеличение массы хорошо согласуется с теоретическим расчетом, основанным как на обычной теории электричества, так и на теории относительности.

Теперь нам известно, что атом водорода — это легчайший из всех атомов, обладающий, видимо, простейшим строением, и что заряженный атом водорода, который, как мы увидим, рассматривается как ядро во-

дорода, несет единицу положительного заряда. Таким образом, естественно предположить, что ядро водорода — это атом положительного электричества, или положительный электрон, аналогичный отрицательному электрону, но отличающийся от него своей массой. Теория электричества показывает, что масса данного заряда возрастает с концентрацией, и большую массу ядра водорода можно было бы объяснить, если бы его размеры были намного меньше размеров электрона. Такого рода заключение подтверждается также результатами, полученными при изучении близких столкновений α-частиц с ядрами водорода.

Оказалось, что ядро водорода должно быть ничтожных размеров, с радиусом, меньшим, чем у электрона, который обычно предполагается равным около 10^{-13} *см*. Экспериментальные результаты не противоречат предположению, что ядро водорода должно быть намного меньше электрона. В то время как большая масса положительного атома электричества может быть объяснена таким путем, мы все же стоим перед загадкой: почему две единицы электричества имеют столь большую разницу в массе? При современном уровне наших знаний не представляется возможным продвинуться в решении этого вопроса дальше и обсуждать вопрос соотношения между двумя этими единицами.

Мы увидим, что имеется весьма веское доказательство, что атомы вещества построены из этих двух электрических единиц, т. е. электрона и ядра водорода, или протона, как принято его называть, когда он образует часть структуры какого-либо атома. Возможно, что это фундаментальные единицы, из которых построен наш мир, но мы не можем отвергнуть той возможности, что дальнейшие исследования покажут, что и эти единицы на самом деле сложны и могут быть разделены на еще более фундаментальные сущности. Согласно изложенным воззрениям, масса атома представляет собой сумму электрических масс отдельных заряженных единиц, из которых построен атом, и нет необходимости предполагать существование массы какого-либо другого рода. В то же время следует помнить, что действительная масса атома может быть несколько меньше суммы масс образующих ее положительных и отрицательных электронов, когда они находятся в свободном состоянии. Если учесть весьма близкое расположение заряженных единиц в ядре атома и вытекающее отсюда возмущение окружающих его электрического и магнитного полей, то такого рода уменьшение массы не противоречит общим теоретическим предпосылкам.

Теперь мы должны вернуться снова к начальным стадиям современной эпохи, чтобы проследить развитие наших представлений о детальном строении атома. То, что электроны играют важную роль в строении атома, было ясно еще до 1900 г., но пока не выяснилась роль положительных зарядов, развитие этого вопроса шло весьма медленно. Вопрос был освещен по-новому при исследовании отклонения α-частиц при прохождении через атомы вещества. Было обнаружено, что иногда быстрая α-частица при столкновении с одиночным атомом отклоняется от своего прямолинейного пути на угол, больший прямого. К такому столкновению применимы

обычные законы динамики, и соотношение между скоростями сталкивающихся атомов до и после их столкновения точно такое же, как если две сталкивающиеся частицы считать совершенно упругими шарами ничтожных размеров. Следует, однако, помнить, что такие атомные столкновения нельзя рассматривать как механические удары, подобно наблюдаемым с обычным веществом. Взаимодействие между двумя частицами происходит посредством мощных электрических полей, окружающих эти частицы. Вильсон, Блэкетт и другие получили великолепные фотографии, иллюстрирующие справедливость этих законов при столкновении α-частицы с атомом, а Вильсон недавно получил много поразительных фотографий столкновений между двумя электронами. Если учесть большую кинетическую энергию α-частицы, то ее отклонение на большой угол при однократном столкновении отчетливо показывает, что внутри атома существуют очень сильные отклоняющие силы. Было ясно, что электрические поля требуемой величины могут быть получены только в том случае, если основной заряд атома сконцентрирован в очень малом ядре. Отсюда сложилось теперь столь известное представление об ядерном атоме, согласно которому сердцевина предполагается состоящей из очень малого, но массивного ядра, несущего положительный заряд электричества и окруженного на некотором расстоянии соответствующим числом электронов, образующих вместе с ядром нейтральный атом.

Детальное исследование рассеяния α-частиц на различные углы, проведенное Гейгером и Марсденом, показало, что результаты прекрасно согласуются с теорией и что интенсивные электрические силы вблизи ядра изменяются в соответствии с обычным законом обратных квадратов. Кроме того, эти эксперименты дают нам возможность определить верхнюю границу для размеров ядра. Для тяжелого атома, подобного золоту, радиус ядра, если считать его сферическим, оказался равным меньше $^1/_{1000}$ радиуса всего атома, окруженного своими электронами, и определенно меньше $4 \cdot 10^{-12}$ *см*. Оказалось, что все атомы обладают такой ядерной структурой, и были сделаны оценки заряда ядер различных атомов. Этот тип ядерного атома, основанный на прямых экспериментальных данных, обладает весьма простыми свойствами. Очевидно, что число единиц суммарного положительного заряда в ядре определяет число внешних планетарных электронов в нейтральном атоме. Кроме того, поскольку эти внешние электроны тем или иным способом удерживаются в равновесии силами притяжения ядра и, как мы знаем из совокупности физических и химических данных, все атомы любого данного элемента имеют идентичную внешнюю структуру, ясно, что их расположение и движение должны всецело управляться величиной ядерного заряда. Так как обычные химические и физические свойства должны описываться преимущественно конфигурацией и движением внешних электронов, то из этого следует, что свойства атома определяются целым числом, соответствующим его ядерному заряду. Таким, образом становится особенно важно определить этот ядерный заряд для атомов всех элементов.

Полученные при рассеянии α-частиц и Х-лучей легкими элементами данные показывают, что ядерный заряд элемента численно равен примерно половине атомного веса, выраженного в единицах массы атома водорода. Из совокупности всех результатов совершенно ясно, что заряд ядра водорода равен единице, а заряд ядра гелия (α-частицы)— двум. Тогда же другое открытие необычайной важности дало нам мощный метод решения этой задачи. Исследования Лауэ по дифракции Х-лучей на кристаллах однозначно показали, что Х-лучи — это электромагнитные волны с намного более короткой длиной волны, чем у света, а в работах Вильяма Брэгга и В. Брэгга был получен простой метод изучения спектра пучка Х-лучей.

Было найдено, что в основном спектр состоит из сплошного фона, на который накладывается спектр ярких линий. Тогда же Г. Мозли приступил к решению вопроса: зависят ли свойства элементов от ядерного заряда, а не от атомного веса, как это обычно предполагалось? Для этого он исследовал Х-спектры ряда элементов и обнаружил, что все они подобны. Оказалось, что частота данной линии меняется пропорционально квадрату целого числа, которое возрастает на единицу при переходе от одного элемента к следующему. Мозли доказал тождественность этих целых чисел с атомными, или порядковыми, номерами элементов, расположенными в порядке возрастания их атомных весов, с учетом известных аномалий в периодической таблице и пустых мест, соответствующих возможным, но еще не открытым элементам. Он пришел к выводу, что атомное число элемента есть мера его ядерного заряда, и справедливость этого заключения недавно была проверена Чадвиком путем прямых экспериментов по рассеянию α-частиц.

Открытие Мозли имеет фундаментальное значение, ибо оно не только определяет число электронов в атоме, но и убедительно показывает, что свойства атома, как и предполагалось, определяются не его атомным весом, а зарядом ядра. Так было установлено неожиданно простое соотношение между элементами. Никто не мог предвидеть, что за малым исключением все атомные номера от водорода (1) до урана (92) соответствуют известным элементам. Огромное значение закона Мозли в определении атомного номера элемента прекрасно иллюстрируется недавним открытием Костером и Хевеши в Копенгагене недостающего элемента с атомным номером 72, получившего название «гафний».

Когда отличительные черты строения атомов были установлены и стало известно число их электронов, дальнейшее исследование строения атома естественным образом пошло по двум главным направлениям: одно — расположение внешних электронов, определяющее физические и химические свойства элемента, а другое — строение ядра, от которого зависит масса и радиоактивность атома. Согласно ядерной теории, атом водорода чрезвычайно прост и состоит из однократно заряженного положительного ядра с одним сопутствующим электроном. Положение и движение этого единственного электрона должны определить сложный

оптический спектр и все физические и химические свойства, присущие атому водорода. Первый конструктивный подход к проблеме электронного строения атома был сделан Нильсом Бором. Он отчетливо понял, что, приняв столь простое строение атома, невозможно объяснить спектр водорода на основе классической теории электричества и необходим радикальный отказ от установившихся воззрений. Для этого он применил к атому основные представления квантовой теории, разработанной Планком для иных целей и оказавшей большую помощь в объяснении многих фундаментальных затруднений в других областях науки. Согласно теории Планка, излучение испускается определенными порциями, или квантами, энергия которых E равна $h\nu$, где ν — частота излучения, измеряемая обычными методами, а h — универсальная константа. Этот квант излучения не является фиксированной единицей, подобно атому электричества, так как его величина зависит от частоты излучения. Например, энергия кванта, малая для видимого света, становится большой для излучения высокой частоты, соответствующей X-лучам или γ-лучам, испущенным радием.

Время не позволяет мне остановиться на разборе квантовой теории или на обсуждении связанных с ней затруднений. Некоторые аспекты этих затруднений обсуждались в президентской речи Оливера Лоджа перед Ассоциацией в Бирмингеме в 1913 г. Достаточно сказать, что эта теория оказалась весьма важной для многих областей науки и подтверждается прямыми экспериментальными результатами.

Применяя квантовую теорию к строению атома водорода, Бор предположил, что единичный электрон под действием сил притяжения ядра может двигаться по целому ряду устойчивых орбит без потери энергии на излучение. Положение и характер этих орбит определяются некоторыми квантовыми соотношениями, зависящими от одного или более целых чисел. Предполагается, что излучение происходит только в том случае, если электрон по каким-либо причинам переходит с одной устойчивой орбиты на другую с меньшей энергией. Этот переход сопровождается испусканием однородного излучения с частотой ν, определяемой квантовым соотношением $E = h\nu$, где E — разница энергии электрона на этих двух орбитах. Некоторые из таких возможных орбит — круговые, другие — эллиптические с ядром в фокусе.

Если учесть зависимость массы электрона от скорости, то, как показал Зоммерфельд, орбиты зависят от двух квантовых чисел и не замкнуты, а представляют собой почти эллиптическую орбиту, вращающуюся медленно вокруг ядра. Таким путем возможно объяснить не только ряд соотношений между яркими линиями спектра водорода, но и тонкую структуру линий и весьма сложные изменения, наблюдаемые в том случае, когде излучающие атомы расположены в сильном электрическом или магнитном полях. В обычных условиях электрон в атоме водорода вращается по близкой к ядру круговой орбите, но если атомы возбуждаются с помощью электрического разряда или другого подходящего метода,

электрон может сместиться и занять одно из устойчивых положений, определяемых теорией. В излучающем газе, дающем полный спектр водорода, будет присутствовать много различных видов атомов водорода, в каждом из которых электрон движется по одной из возможных, определяемых теорией орбит. С этой точки зрения, как мы видим, существование различных типов колебаний атома водорода приписывается не сложному строению атома, а разнообразию устойчивых орбит, которые может занимать электрон относительно ядра. Эта новая теория происхождения спектров разработана не только в применении к одному водороду, но и ко всем элементам; это средство для объяснения происхождения и соотношения их спектров, как рентгеновских, так и оптических.

Полученная таким образом информация была использована Бором для определения распределения электронов вокруг ядра любого атома. Конечно, эта проблема намного проще для водорода, чем для тяжелого атома, где каждый из многочисленных электронов воздействует на другой и описываемые электронами орбиты намного сложнее, чем орбита одного электрона у водорода. Несмотря на столь сложную систему движущихся электронов, оказалось возможным определить квантовые числа, характеризующие движение каждого электрона, и составить по крайней мере грубое представление о характере его орбиты.

Эти планетарные электроны разделяются на группы в соответствии с их орбитами, характеризующимися одним или более равными квантовыми числами. Не вдаваясь в детали, приведем несколько примеров для иллюстрации полученных результатов. Как мы видели, первый элемент, водород, обладает единичным зарядом и одним электроном; второй, гелий,— двумя зарядами и двумя электронами, движущимися по связанным орбитам, детальная природа которых пока еще не выяснена. Эти два электрона образуют определенную группу, известную как K-группа, которая является общей для всех элементов, кроме водорода. С увеличением заряда ядра K-группа электронов сохраняет свои отличительные черты, но движется с большей скоростью и все более приближается к ядру. По мере продвижения от гелия с атомным номером 2 к неону (атомный номер 10) прибавляется новая группа электронов, состоящая из двух подгрупп по 4 электрона каждая и называемая L-группой. Эта L-группа появляется во всех атомах с более высоким атомным номером, и, как и в случаях K-группы, с увеличением атомного номера возрастает скорость движения электронов, а размер их орбит уменьшается. Как только L-группа заполняется, вне ее начинает формироваться новая, еще более сложная M-группа электронов; так продолжается вплоть до урана, обладающего наибольшим атомным номером.

Быть может, представляет интерес попытаться проиллюстрировать современные представления о строении атома на примере самого тяжелого атома — урана. В центре атома расположено маленькое ядро, окруженное быстро вращающейся группой из 92 электронов; все они движутся по определенным орбитам и занимают, но отнюдь не заполняют очень

большой по сравнению с ядром объем. Некоторые электроны описывают почти круговые орбиты вокруг ядра, другие — более эллиптические с осями, быстро вращающимися вокруг ядра. Движение электронов различных групп не обязательно сосредоточено в определенной области атома, а электроны одной группы могут проникать глубоко в область, занимаемую в основном другой группой, связывая таким образом между собой различные группы. Максимальная скорость электрона зависит от того, насколько близко он подходит к ядру, однако даже у самого далекого электрона минимальная скорость составляет более 1000 *км/сек*, тогда так средняя скорость самого близкого к ядру K-электрона превышает 150 000 *км/сек*, т. е. равна половине скорости света. Если представить себе исключительную сложность электронной системы, можно удивляться, что удалось обнаружить какой-то порядок в этом кажущемся хаосе движений.

В процессе работы над этими вопросами, решением которых мы больше всего обязаны Бору и его сотрудникам, были подвергнуты анализу все имеющиеся данные о различных атомах. В частности, изучение рентгеновского спектра дало неоценимую информацию о расположении различных групп в атоме, тогда как оптические спектры и общие химические свойства имели большое значение для выяснения расположения внешних электронов. Хотя решение вопроса о группировке электронов, предложенное Бором, исходило из рассмотрения указанных выше данных, оно не носит эмпирического характера, а базируется главным образом на общих теоретических рассмотрениях электронных орбит, которые физически возможны согласно обобщенной квантовой теории.

Действительно, решение этой задачи можно проиллюстрировать следующим образом. Представим себе, что ядро золота каким-то образом лишено всех своих 79 электронов и мы начинаем строить заново атом, последовательно добавляя электроны один за другим. Согласно Бору, эта процедура создания атома может быть проведена единственным образом, и одна группа за другой будет последовательно формироваться и заполняться указанным выше способом. Ядро атома часто уподобляют Солнечной системе, где Солнцу соответствует ядро, а электроны — планетам. Такая аналогия, однако, не может быть проведена полностью.

Предположим, например, что некий большой и быстро движущийся небесный гость пересечет и покинет нашу Солнечную систему, не вызвав при этом катастрофы ни на себе самом, ни на планетах. В результате неизбежно произойдут изменения длительности месяца и года, и наша система никогда не вернется к своему начальному состоянию. Сопоставим это с явлением прохождения электрона или α-частицы через электронную структуру атома. Движение многих электронов будет возмущено в результате этого прохождения, а в особых случаях какой-то электрон может сорваться с орбиты и оказаться выброшенным из атомной системы. В течение короткого промежутка времени другой электрон одной из внешних групп попадает на вакантное место, а освобожденное им место, в свою очередь,

будет заполнено, и так далее, пока атом не будет снова восстановлен. Во всех случаях конечное состояние электронной системы будет точно таким же, как и вначале. Этот пример иллюстрирует также происхождение возбуждаемых в атоме X-лучей, так как они возникают в процессе восстановления атома, из которого был выброшен электрон; при этом излучение по частоте будет самым большим, если выбрасывается электрон из K-группы.

Быть может, слишком поспешно выражать окончательное мнение относительно правильности этой теории, определяющей внешнее строение атома, но несомненно, что ее создание — большой успех. Она не только дает общее объяснение оптического и рентгеновского спектров атома, но и детально освещает многие наиболее характерные черты периодического закона Менделеева. Впервые мы с помощью этой теории получили ясное представление о том, почему в семействе элементов имеются группы последовательных элементов с одинаковыми химическими свойствами, как, например, группа железа и своеобразная группа редких земель. Теория Бора, подобно всем жизнеспособным теориям, не только объединила множество изолированных фактов, известных об атоме, но и продемонстрировала свою способность предсказывать новые соотношения, которые могут быть проверены экспериментально. Например, теория предсказала соотношения, которые должны существовать между ридберговскими постоянными дугового и искрового спектров и вообще между всеми последовательными оптическими спектрами элемента. Это предсказание получило яркое подтверждение в работе Пашена по спектру дважды ионизованного алюминия и в работе Фаулера по спектру трижды ионизованного кремния. Наконец, она предсказала со столь большой убедительностью химические свойства неизвестного элемента с номером 72, что дало необходимый толчок для его недавнего открытия.

Хотя прогресс наших знаний о внешней структуре атома произошел намного быстрее, чем можно было ожидать, мы отчетливо сознаем, что сделаны лишь первые шаги в решении этой серьезной проблемы и что потребуется еще громадная работа, прежде чем мы сможем получить что-то похожее на полную картину лишь внешнего строения атома. Мы можем быть уверены, что главные характерные черты структуры определены, но выяснение деталей столь сложной проблемы неизбежно будет проходить трудно и медленно.

До сих пор мы не касались весьма трудного вопроса: как на основе этой теории объяснить химические соединения атомов? Действительно, пока еще теория с трудом приложима к молекулярному строению. Однако с химической стороны уже достигнуты некоторые успехи, особенно в работах Г. Льюиса, Косселя и Ленгмюра по интерпретации химических данных на основе идеи о совместных электронах, которые участвуют в электронной структуре двух связанных атомов. Нет сомнений в том, что в следующем десятилетии эти очень важные и весьма сложные вопросы будут интенсивно разрабатываться как физиками, так и химиками.

Прежде чем закончить этот вопрос, пожалуй, интересно остановиться на некоторых положениях теории Бора с более философских позиций. Мы видели, что орбиты и энергии различных групп электронов могут быть связаны с определенными квантовыми числами и что может быть выяснена природа излучения, вызванная изменением орбиты. Но в то же время мы не можем объяснить, почему в обычных условиях допустимы лишь эти орбиты, и понять механизм образования излучения. Вполне возможно точно сформулировать энергетическое соотношение электронов в атоме на основе простой теории и детально объяснить все свойства атома без сколько-нибудь отчетливого понимания процессов, ведущих к этим результатам.

Естественно надеяться, что по мере накопления знаний мы сможем выяснить все детали процесса, обусловливающего появление излучения, и понять, почему орбиты электронов в атоме определяются квантовыми соотношениями. Кое-кто, однако, склонен думать, что при современном состоянии науки совершенно невозможно по самой природе вещей создать детальную в пространстве и времени картину последовательных событий, которую мы привыкли рассматривать как столь важную часть полной теории. Атом, естественно, есть наиболее фундаментальная из известных нам структур. Его свойства должны объяснять свойства всех более сложных структур, включая и вещество в целом, но из этого не следует, что могут оправдаться наши надежды объяснить процессы в нем понятиями, выводимыми всецело из исследования его коренных свойств. Происходящие атомные процессы, возможно, настолько фундаментальны, что нам не дано полностью понять их. Однако пока рано смотреть столь пессимистически, потому что в один прекрасный день новые открытия, вероятно, разрешат наши затруднения.

Теперь следует обратить наше внимание на новую и сравнительно не исследованную область — ядро атома. Когда 10 лет назад речь шла о строении атома, на вопрос о структуре ядра я опрометчиво ответил, что эта проблема может быть с успехом оставлена для следующего поколения, ибо тогда, возможно, будут разработаны ясные методы подхода к выяснению его строения. Хотя за это время достигнут значительно больший прогресс, чем можно было, казалось, ожидать, все же проблема строения ядра оказалась намного труднее родственной ей и уже разобранной нами проблемы строения внешней части атома. Здесь для проверки точности наших теорий мы располагаем обширной информацией на основе изучения оптического и рентгеновского спектров, а также химических свойств атомов.

О ядре мы знаем его суммарный заряд, определяемый по закону Мозли, и его массу, которая практически равна массе всего атома, так как масса планетарных электронов относительно мала и в большинстве случаев ею можно пренебречь. Мы знаем, что размер ядра мал по сравнению с размерами всего атома, и с достаточной надежностью можем установить максимальный его размер. Изучение радиоактивных тел дало в наши руки

очень ценную информацию о строении ядра, так как мы знаем что α- и β-частицы должны выбрасываться ядром, и есть достаточно веские основания считать, что сильно проникающие γ-лучи соответствуют типам колебаний содержащихся в его структуре электронов.

В процессе длинного ряда превращений, происходящих в атоме урана, испускаются восемь α-частиц и шесть электронов, и кажется ясным, что ядро тяжелого атома построено, по крайней мере частично, из ядер гелия и электронов. Естественно предположить, что многие обычные стабильные атомы построены таким же образом. Следует отметить, что пока не получено указаний о том, что при таких превращениях, обусловленных процессами столь фундаментального характера, высвобождается самое легкое ядро — водород. В то же время очевидно, что ядро водорода должно быть структурной единицей некоторых атомов, и это подтверждается прямыми экспериментами.

Чадвик и я наблюдали, что быстрые ядра водорода высвобождаются из таких элементов, как бор, азот, фтор, натрий, алюминий и фосфор, при бомбардировке их быстрыми α-частицами, и почти несомненно, что эти ядра водорода составляют существенную часть структуры ядра. Скорость выбрасывания этих ядер зависит от скорости α-частицы и бомбардируемого элемента. Интересно отметить, что ядра водорода вылетают во всех направлениях, но скорость их в обратном направлении всегда немного меньше, чем в направлении полета α-частицы. Этот результат получает простое объяснение, если предположить, что ядра водорода — это не часть основного ядра, а существуют они в качестве спутников, движущихся, по-видимому, вокруг центральной сердцевины. Не может быть никаких сомнений в том, что бомбардировка α-частицами действительно приводит к распаду ядер этой группы элементов. Показательно, что вылет ядер водорода происходит только из элементов с нечетным атомным номером, т. е. 5, 7, 9, 11, 13, 15; элементы с четным атомным номером, вероятно, не распадаются. Чтобы столкновение α-частицы было эффективно, она должна либо подойти близко к ядру, либо фактически пронизать его структуру. Такая вероятность исключительно мала вследствие чрезвычайно малых размеров ядра. Приведем пример: каждая отдельная α-частица на своем пути проходит сквозь внешнюю структуру более 100 000 атомов алюминия, однако примерно одной из миллиона α-частиц удается подойти столь близко к ядру, чтобы вызвать освобождение его H-спутника.

Это искусственное разложение элементов под действием α-частиц количественно весьма незначительно, и его наблюдение возможно только путем подсчета отдельных быстрых ядер водорода по сцинтилляциям, которые они вызывают в сернистом цинке.

Эти эксперименты показывают, что ядро водорода, или протон, должно быть одной из фундаментальных структурных единиц ядра, и вполне возможно, что ядро гелия — это уже вторичная структурная единица, состоящая из весьма прочно соединенных между собой четырех протонов

и двух электронов. Представление о том, что ядра всех атомов в конечном счете построены из протонов с массой, примерно равной единице, и электронов, находит себе сильную поддержку и развитие при изучении изотопов. Давно уже наблюдали, что некоторые радиоактивные элементы, обладающие различными радиоактивными свойствами, химически так схожи между собой, что невозможно разделить их, когда они бывают смешаны вместе. Сходные между собой элементы такого рода Содди назвал «изотопами», так как они, по-видимому, должны занимать одни и те же места в периодической таблице. Например, оказалось, что несколько радиоактивных элементов в урановом и ториевом семействах обладают такими же физическими и химическими свойствами, как и обычный свинец, но и их атомные веса отличаются от атомного веса обычного свинца и у них разные радиоактивные свойства. Ядерная теория атома дает сразу же простое объяснение соотношения между изотопическими элементами. Поскольку химические свойства элемента определяются его ядерным зарядом и слабо зависят от массы, то изотопы должны соответствовать атомам с одним и тем же зарядом ядра, но с различной массой ядра. Эта точка зрения помогает также просто объяснить, почему радиоактивные изотопы обладают различными радиоактивными свойствами, ибо устойчивость ядра должна в сильной степени зависеть от его массы и строения.

Наши сведения об изотопах были значительно расширены за последние годы работами Астона, который разработал точный непосредственный метод доказательства существования изотопов в обычных элементах. Он установил, что некоторые элементы «чисты», т. е. состоят из атомов с одной и той же массой, тогда как другие представляют собой смесь двух или более изотопов. В последнем случае масса атома, как она обычно измеряется химиками,— это просто среднее значение масс атомов отдельных изотопов с учетом их относительного содержания. Эти исследования не только ясно показали, что число различных типов атомов намного больше, чем предполагалось, но и выявили чрезвычайно важные и интересные соотношения между элементами. Оказалось, что с точностью до $^1/_{1000}$ атомные веса большинства исследованных изотопов, выраженные в единицах массы кислорода, принятой равной 16, есть целые числа. Это указывает на то, что атомы в конечном счете построены из протонов с массой около 1 и электронов. Естественно предположить, что этой строительной единицей является ядро водорода, но его средняя масса в сложных ядрах немного меньше, чем в свободном состоянии, вследствие плотной упаковки заряженных единиц в структуре ядра. Мы уже видели, что ядро гелия с массой 4, видимо, вторичная, хотя и очень важная, структурная единица многих атомов, и вполне возможно, что в ядре существуют и другие простые комбинации протонов и электронов с массой 2 или 3, но они не наблюдались еще в свободном состоянии.

Хотя массы подавляющего большинства изотопов выражаются почти целыми числами, Астон наблюдал случаи небольшого отступления от

этого правила. Такие отклонения в массе в конце концов могут сыграть существенную роль в выяснении вопроса о расположении и прочности упаковки протонов и электронов. Поэтому можно надеяться, что в скором времени возможно будет сравнить атомные массы элементов со значительно большей точностью, чем даже в настоящее время.

Хотя мы можем быть уверенными, что протоны и электроны — это предельные структурные единицы всех атомов, и с достаточной надежностью определяем в ядрах всех атомов число протонов и электронов, все же мы очень мало знаем, если вообще знаем что-либо, о распределении этих единиц в атоме или о природе сил, удерживающих их в равновесии. Известно, что закон обратных квадратов для электрических сил справедлив на некотором расстоянии от ядра, однако, видимо, точно установлено, что внутри ядра он нарушается. Детальное изучение столкновений α-частиц с атомами водорода, когда ядра очень близко приближаются друг к другу, показывает, что действующие между ядрами силы в конце концов возрастают значительно быстрее, чем по закону обратных квадратов, и, возможно, на очень малых расстояниях, отделяющих протоны и электроны в ядре, вступают в действие новые, неизвестные нам силы. Пока мы не получим более полной информации о природе и законе изменения сил внутри ядра, добиться дальнейшего прогресса в выяснении детальной структуры ядра очень трудно. Однако существует ряд перспективных направлений исследования этой самой трудной проблемы. Можно надеяться, что детальное изучение γ-лучей, испускаемых радиоактивными телами, даст сведения о движении электронов внутри ядра, и, быть может, как предполагает Эллис, квантовые законы справедливы не только снаружи ядра, но и внутри него. Изучая относительные содержания элементов в земной коре, Харкинс показал, что элементы с четными атомными номерами значительно более распространены, нежели элементы с нечетными номерами; это свидетельствует о существенной разнице в устойчивости этих двух классов элементов. Вполне вероятно, что любой процесс звездной эволюции должен в конце концов быть связан с построением сложных ядер из более простых, и, таким образом, можно надеяться, что изучение сложных ядер поможет нам лучше разобраться в эволюции элементов.

Ядро тяжелого атома, несомненно, очень сложная система, в некотором смысле мир сам по себе, на который имеющиеся в нашем распоряжении обычные физические и химические способы воздействия оказывают очень малое, если вообще оказывают, влияние. Если сравнивать массу ядра и его объем, сразу же станет ясно, что плотность ядра во много миллиардов раз больше плотности нашего самого тяжелого элемента. Все же если бы мы могли составить увеличенную картину ядра, то увидели бы, что оно имеет дискретную структуру, занятую, но не заполненную мельчайшими строительными единицами — протонами и электронами, находящимися в непрерывном движении, управляемом их взаимными силами. Прежде чем закончить обсуждение этой темы, хочется сказать нес-

колько слов об одном важном вопросе — энергетических соотношениях при образовании и распаде атомных ядер, впервые проявившихся при исследовании радиоактивности. Например, хорошо известно, что вся энергия, выделяющаяся при полном распаде 1 *г* радия, во много миллионов раз больше, чем при полном сгорании равного весового количества угля. Известно, что эта энергия первоначально излучается главным образом в форме кинетической энергии быстрых α- и β-частиц и энергия движения этих тел в конце концов превращается в тепло, когда они останавливаются материальной средой. Поскольку предполагается, что радиоактивные элементы по своему строению аналогичны обычным неактивным элементам, естественно возникает мысль о том, что атомы всех элементов содержат такую же энергию, которую можно было бы использовать, если бы был открыт какой-нибудь простой метод, способствующий их распаду и управляющий им. Эта возможность получения новых и дешевых источников энергии для практических целей, естественно, привлекала как широкую публику, так и людей науки. Действительно, если бы мы смогли настолько ускорить радиоактивные процессы в уране и тории, чтобы полный цикл их распада вместо обычных тысяч миллионов лет завершался в течение нескольких дней, эти элементы оказались бы весьма удобными источниками энергии и в масштабе, который представлял бы значительный практический интерес. К сожалению, несмотря на многочисленные экспериментальные попытки, не получено никаких доказательств того, что скорость распада этих элементов может быть изменена хотя бы в самой незначительной степени с помощью даже самых мощных методов воздействия в лабораторных условиях.

По мере накопления знаний о структуре атома происходило также постепенное изменение наших взглядов по этому важному вопросу, и теперь у нас уже нет той уверенности, которая была 10 лет назад, что атомы элементов содержат в себе скрытые запасы энергии. Пожалуй, стоит затратить несколько минут на обсуждение причин изменения наших взглядов. Лучше всего это можно проиллюстрировать, разобрав интересную аналогию между превращением радиоактивного ядра и изменениями в расположении электронов у обычного атома.

Сейчас хорошо известно, что электронной бомбардировкой или соответствующим излучением можно возбудить атом так, чтобы один из его внешних электронов переместился из своего обычного стабильного положения в другое, временно устойчивое положение, а затем вылетел из атома. Этот электрон с течением времени попадает обратно в свое старое положение, а его потенциальная энергия при этом переходит в излучение. Есть некоторое основание считать, что электрон обладает определенным средним временем жизни в смещенном положении и что вероятность его возвращения в первоначальное состояние определяется законами теории вероятности. Следовательно, в некоторых отношениях такой «возбужденный» атом аналогичен радиоактивному атому, но, конечно, освобождаемая при распаде ядра энергия по порядку величины совершенно иная,

чем энергия, выделяющаяся при возвращении электрона в возбужденный атом.

Возможно, что такие элементы, как уран и торий,— единственно уцелевшие до наших дней элементы от тех давних времен, когда ныне составляющие Землю атомы находились еще в периоде своего образования. Часть образовавшихся в то время атомов урана и тория пережила этот долгий срок благодаря очень медленной скорости распада. Таким образом, эти атомы можно рассматривать как еще не закончившие цикл превращений, который обычные атомы уже давно прошли, и считать их находящимися пока что в «возбужденном» состоянии, при котором ядерные единицы еще не заняли положение окончательного равновесия, но обладают излишками энергии, которые могут быть высвобождены в виде характерного излучения активного вещества. С этой точки зрения существование запасов энергии, которые могут освободиться,— свойство не всех атомов, а лишь особого класса атомов, подобных радиоактивным атомам, которые еще не достигли окончательного состояния равновесия.

Можно утверждать, что искусственное разложение некоторых элементов при бомбардировке их быстрыми α-частицами определенно указывает на существование запаса энергии в некоторых обычных элементах, так как известно, что немногочисленные ядра водорода, высвобождаемые, например, из алюминия, вылетают со столь большой скоростью, что частица имеет бо́льшую индивидуальную энергию, нежели α-частица, вызывающая ее освобождение. К сожалению, очень трудно дать однозначный ответ на этот вопрос, пока мы не выясним более детально само явление распада.

С другой стороны, за последние несколько лет наметился иной важный подход к решению этого вопроса, основанный на сравнении относительных масс элементов. Новую точку зрения лучше всего продемонстрировать сравнением масс атомов водорода и гелия. Как мы видели, весьма вероятно, что гелий — не окончательная структурная единица ядер, а весьма плотная комбинация четырех ядер водорода и двух электронов.

Масса ядра гелия равна 4,00, если массу кислорода принять равной 16; она значительно меньше массы четырех ядер водорода, равной 4,03. С современной точки зрения между массой и энергией существует очень тесная связь, и эта потеря в массе при синтезе ядра гелия из ядер водорода указывает на то, что при построении ядра гелия его компоненты выделили в виде излучения большое количество энергии. Основываясь на этой потере в массе, легко подсчитать, что при формировании 1 *г* гелия освобождается даже больше энергии, чем при полном распаде 1 *г* радия. Например, расчеты показывают, что энергия, освобождаемая при формировании 1 фунта гелиевого газа, равна энергии, выделяющейся при полном сгорании около 8 тыс. *т* чистого угля. Эддингтон и Перрен предположили, что именно благодаря этому источнику энергии главным образом и поддерживается столь длительно наблюдаемое нами тепловое излучение Солнца и горячих звезд. Расчеты потери тепла Солнцем пока-

зывают, что для поддержания существующей скорости излучения в течение порядка 1000 млн. лет необходимо, чтобы такой синтез гелия проходил медленно. Надо признать, что эти доводы носят чисто умозрительный характер, так как пока нет каких-либо экспериментальных доказательств того, что гелий может быть образован из водорода.

Данные о медленной скорости звездной эволюции, однако, определенно указывают, что синтез гелия и, возможно, других элементов с бóльшими атомными номерами может протекать медленно внутри горячих звезд. Хотя в электрическом разряде через водород при низком давлении можно легко воспроизвести условия внутри самых горячих звезд по отношению к энергии движения электронов и ядер водорода, нельзя даже надеяться воспроизвести ту громадную плотность излучения, которая должна существовать внутри гигантских звезд. В силу этой и других причин может быть весьма затруднительно или даже невозможно получить гелий из водорода в лабораторных условиях.

Если это представление о большом тепловом излучении при образовании гелия правильно, то ясно, что ядро гелия наиболее устойчивое из всех ядер, ибо для разрыва его на составные части потребовалось бы количество энергии, соответствующее трем или четырем α-частицам. Кроме того, поскольку масса протона в ядре примерно равна 1,000, тогда как в свободном состоянии она равна 1,0072, то отсюда следует, что в атом должна добавиться значительно бóльшая энергия, чем освободится при распаде его на конечные единицы. В то же время если предположить, что атом кислорода построен из четырех ядер гелия как вторичных единиц, то изменение в его массе при синтезе из уже сформировавшихся ядер гелия будет так мало, если вообще изменение есть, что нельзя быть уверенным, в том, что будет при его распаде на ядра гелия—выигрыш или потеря энергии. Во всяком случае, мы уверены, что величина энергии будет намного меньше, чем при синтезе гелия из водорода. Наши сведения об изменении энергии при формировании или распаде атомов в общем еще слишком неполны и умозрительны, чтобы можно было составить какое-либо определенное представление о будущих возможностях в этом направлении, но я пытался изложить некоторые из основных аргументов.

Теперь мне пора заканчивать этот — боюсь, слишком краткий и несовершенный — обзор большого периода успехов в физике. За то короткое время, которое мне было предоставлено, я не мог, даже если бы и знал, осветить великие достижения за этот период во всех отраслях чистой и прикладной науки. Я прекрасно сознаю, что прогресс в других областях науки ничуть не меньший, чем в моей собственной. В обогащении наших знаний о строении атома играли активную роль все цивилизованные нации, но мы можем гордиться, что Великобритания сделала довольно значительный вклад. К этой стране я должен, конечно, отнести и доминионы, ибо и они внесли свой вклад в это развитие. Я уверен, что эта страна может гордиться, что ученые в доминионах сделали некоторые наиболее фундаментальные открытия эпохи, в частности радиоактивность.

Успешное развитие шло непрерывно начиная с 1896 г., но оно неизбежно затормозилось в период войны. И хорошим предзнаменованием служит то, что за последние несколько лет это развитие не только достигло прежнего уровня, но и превзошло его. Нет никаких оснований думать, что период больших достижений подходит к концу. Никогда еще энтузиазм научных работников не был столь велик, никогда еще так отчетливо не ощущалось, что мы стоим накануне больших открытий. Это чувство основано частично на больших успехах, которых в эту эпоху достигла техника, потому что проблемы, некогда казавшиеся неразрешимыми, теперь получат свое решение с помощью новых методов. В сущности, рассматриваемый период — это век эксперимента, когда исследователь был пионером в решении новых проблем. В то же время это и век смелых теоретических идей, таких, как квантовая теория и теория относительности.

Я понимаю, как велико преимущество быть очевидцем этого периода развития, который можно назвать эпохой Ренессанса в физике. Исключительно интересно было следить за последовательным развитием новых идей и постоянной сменой методов решения трудных проблем. Необычайно интересно также отметить сравнительную простоту возникающих представлений. Например, никто не мог предполагать, что характер общего отношения между элементами окажется столь простым, как теперь он нам представляется. Это служит иллюстрацией того факта, что Природа, по-видимому, работает просто, и что чем более фундаментальна какая-то проблема, тем проще зачастую понятия, необходимые для ее объяснения. Быстрота и уверенность успехов в эту эпоху в значительной мере зависели от того факта, что возможно было проводить эксперименты с небольшим числом переменных. Например, исследовать строение атома значительно облегчила полученная возможность исследования эффектов, обусловленных единичным атомом вещества, или, как это было в радиоактивности или X-лучах, возможность изучения процессов, связанных с отдельным атомом, на который совершенно не влияли внешние условия.

Наблюдая за быстрым развитием физики, я все больше поражаюсь мощью научного метода познания Природы. Эксперимент, поставленный дисциплинированным мышлением одного исследователя, а еще лучше — группы различно мыслящих ученых, способен привести к результатам, далеко превосходящим одни лишь умозрения даже крупнейшего мыслителя. Эксперимент без теоретических умозрений или умозрения вне связи с экспериментом значат весьма немного; для действительного прогресса необходимо счастливое их сочетание. Неизвестное закрыто перед человеческим ви́дением густым туманом. Чтобы рассеять этот мрак, не следует звать на помощь сверхлюдей, мы должны полагаться на совместные усилия ряда одинаково подготовленных людей, наделенных научным воображением. Каждый в своей отдельной области с помощью научных методов достигает чего-то, и его работа оказывается полезной для других ученых. Время от времени возникает блестящая концепция, основанная на собранных воедино знаниях, освещающих большую область; оказы-

вается, что между отдельными усилиями имеется взаимосвязь и все завершается общим успехом. И снова продолжается наступление на более широком фронте и зачастую более совершенным оружием. Возникшая концепция часто кажется простой и очевидной, когда она уже выдвинута. Это общее явление, и ученый часто испытывает разочарование, что не он сам предвидел развитие, которое в конце концов оказалось таким простым и само собой разумеющимся.

Интеллектуальный интерес, обусловленный быстрым развитием науки, несомненно, стимулирует участие молодых людей в научных исследованиях. В любой области знаний ждут своего решения многочисленные проблемы, представляющие фундаментальный интерес и значение. Могу уверенно предсказать ускоренный рост научных открытий, несомненно полезных человечеству в материальном, а возможно, еще более и в интеллектуальном смысле. Однако, чтобы достичь наилучших результатов, должны быть соблюдены определенные условия. Необходимо щедро финансировать наши университеты и другие специальные институты, чтобы они были не только местом соответствующей подготовки молодых талантливых исследователей, но и центрами активных исследований. В то же время должна быть оказана материальная поддержка тем, кто проявил способность к самостоятельным исследованиям. Мир во всем цивилизованном мире является залогом успешного развития науки и общего благосостояния. Наука поистине интернациональна, и для ее прогресса объединение народов так же существенно, как и совместная работа отдельных ученых. Наука не менее, чем промышленность, требует устойчивости, которой еще нет при современных условиях в мире.

В наши дни бытует весьма ложное представление, будто бы прогресс в науке протекает под знаком разрушения до сих пор установленных прочно теорий. Так бывает чрезвычайно редко. Например, часто утверждают, что общая теория относительности Эйнштейна ниспровергла работу Ньютона по гравитации. Нет утверждения более далекого от истины. Их работы едва ли сравнимы, ибо каждый имел дело с различными областями мысли. Отношение работы Эйнштейна к работе Ньютона есть просто обобщение и расширение ее основы; поистине типичный случай математического и физического развития. Вообще говоря, выдающийся закон никогда не отбрасывается, а лишь видоизменяется, приобретая более полное и устойчивое обоснование.

Ясно, что блестящий период научной деятельности, о котором мы здесь говорили, своими успехами и интеллектуальной привлекательностью во многом обязан работам великих людей прошлого, заложившим тот прочный фундамент, на котором стоит сегодня научный работник, или, как говорится в цитате, начертанной на здании Национальной галереи: *«Те, чьи труды выдержали испытание веков, имеют право на такое уважение и преклонение, на какие не могут претендовать современники»*.

ДАЛЬНЕЙШИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИСКУССТВЕННОМУ РАЗЛОЖЕНИЮ ЭЛЕМЕНТОВ*

(Совместно с Дж. Чадвиком)

В предыдущей статье авторы показали, что при бомбардировке α-частицами из ядер B, N, F, Na, Al и P могут быть выброшены протоны, однако определенных выводов нельзя было сделать в тех случаях, когда испущенные частицы имели пробег в воздухе менее 30 *см*. В данных экспериментах эти частицы наблюдались под прямым углом к траектории падающих α-частиц, и были проведены надежные измерения величины пробега вплоть до 7 *см*, а в некоторых случаях и менее. Был обнаружен распад легких элементов: Ne, Mg, Si, S, Cl, Ar и K и не обнаружен в элементах H, He, Li, C и O. Результаты в случае элемента Be неопределенны. Не удалось наблюдать эффект распада в тяжелых элементах: Ni, Cu, Zn, Se, Kr, Mo, Pd, Ag, Sn, Xe, Au, U. Исследование элементов от Ca до Fe не привело к определенным результатам.

Сравнение пробегов выброшенных частиц наводит на мысль, что ядра четных легких элементов устойчивы, тогда как ядра нечетных элементов относительно неустойчивы. На основании этих пробегов сделана оценка величины поля сил внутри ядра.

§ 1

В предыдущих статьях [1] мы показали, что при бомбардировке α-частицами из бора, азота, фтора, натрия, алюминия и фосфора вылетают ядра водорода. В этих экспериментах вещества, подвергавшиеся бомбардировке, помещались непосредственно перед источником α-частиц. Наблюдение выбрасываемых частиц производилось на экране из сернистого цинка, расположенном по прямой линии на расстоянии в несколько сантиметров от источника α-лучей, в качестве которого использовался радий C. Пробег H-частиц во всех упомянутых случаях был больше пробега свободных ядер водорода (30 *см* в воздухе), приведенных в движение α-частицами, так что при установке перед экраном из сернистого цинка поглощающих экранов, эквивалентных пробегу в воздухе 30 *см*, результаты не зависели от наличия примеси водорода в бомбардируемом веществе.

Были исследованы некоторые другие легкие элементы при меньших поглощениях, но обычно количество частиц, обусловленных примесью водорода в веществе, было столь велико, что полученным результатам нельзя было доверять.

При поглощениях, меньших примерно 12 *см* воздуха, возникало дополнительное затруднение из-за длиннопробежных частиц, испускаемых

---

* Proc. Roy. Soc., 1924, August, 36, 417—422.

радием C (помимо α-частиц с пробегом 7 *см*). По сравнению с обычно наблюдаемым эффектом распада число таких частиц велико, поэтому в пределах данного диапазона пробегов они маскируют наличие распадных частиц.

Для преодоления этих трудностей мы разработали простой метод, который позволил уверенно исследовать распад элементов, когда выбрасываемые частицы имеют пробег в воздухе всего 7 *см*. Этот метод основан на предположении, что частицы при распаде испускаются во всех направлениях относительно траектории падающих α-лучей. Мощный пучок α-лучей падает на исследуемое вещество, и освобождающиеся частицы наблюдаются под углом 90° к направлению падения α-частиц. Предметное стекло, на котором расположен источник и бомбардируемое вещество, помещались в откачиваемую латунную коробку напротив отверстия, закрытого слюдяным листком, эквивалентным по тормозной способности 7 *см* воздуха.

Этот метод имеет много преимуществ. Теперь мы можем обнаруживать частицы с пробегом, превышающим 7 *см*, так же уверенно, как в наших предыдущих экспериментах мы обнаруживали частицы с пробегом свыше 30 *см*, ибо присутствие водорода в бомбардируемом веществе не сказывается. Это можно сразу установить при бомбардировке экрана из парафина; в этом случае на экране из сернистого цинка частицы не наблюдаются. Если принять во внимание очень большое уменьшение числа H-ядер или α-частиц при рассеянии на угол 90°, то результаты совершенно не зависят от наличия ядер водорода в источнике или длиннопробежных частиц, обнаруженных Бейтсом и Роджерсом [2]. Длиннопробежные частицы едва обнаруживаются даже при использовании в качестве рассеивающего материала такого тяжелого элемента, как, например, золото. Небольшое усовершенствование прибора позволяет исследовать не только твердые тела, но и газы.

Со времени наших предыдущих экспериментов в конструкцию окуляра микроскопа были внесены значительные улучшения. При том же объективе с числовой апертурой 0,45 и при соответствующей кривизне экрана теперь можно получать хорошую четкость в пределах поля зрения размером 50 *мм*^{2}.

С помощью этого экспериментального устройства мы обнаружили, что, кроме бора, азота, фтора, натрия, алюминия и фосфора, которые выбрасывают H-частицы с максимальным пробегом в прямом направлении от 40 до 90 *см*, в элементах неон, магний, кремний, сера, хлор, аргон и калий образуются частицы, пробег которых превышает 70 *см*. Число частиц, высвобождающихся при одних и тех же условиях из этих элементов, меньше в 3—20 раз по сравнению с алюминием. Максимальный пробег частиц точно не установлен. Из неона в наших условиях, по-видимому, вылетают частицы с самым коротким пробегом — около 16 *см*; пробег частиц из других элементов находится между 18 и 30 *см*. Бериллий, взятый в виде металлических чешуек, давал небольшой эффект — примерно

в 30 раз меньше эффекта на алюминии; однако есть подозрение, что этот эффект обусловлен наличием небольшой примеси фторида. Другие легкие элементы — водород, гелий, литий, углерод и кислород — при пробегах свыше 7 *см* не дают заметного эффекта. Мы проделали предварительные исследования элементов от кальция до железа, однако без определенных результатов, так как получить эти элементы свободными от «активных» элементов, в частности от азота, очень трудно. Например, электролитическое железо не давало частиц с пробегом более 7 *см*, а на шведском железе получался отчетливый эффект, несомненно обусловленный присутствием азота, так как после продолжительного нагревания железа в вакууме эффект почти исчезал. Подобные же результаты были получены в опытах с частицами из других элементов с таким пробегом. Мы не обнаружили эффекта на никеле, меди, цинке, селене, криптоне, молибдене, палладии, серебре, олове, ксеноне, золоте и уране. Криптон и ксенон были нам любезно предоставлены Астоном.

Интересно сравнить приведенные результаты с данными Кирша и Петтерсон [3]. Они исследовали распад некоторых легких элементов с помощью предыдущего метода, приняв особые меры относительно примеси водорода как в источнике, так и в бомбардируемом веществе. В бериллии, магнии и кремнии они обнаружили очень большой эффект — втрое или вчетверо больший, чем даже у алюминия, тогда как сера и хлор давали очень малый эффект или вовсе не давали его. Частицы, вылетевшие из бериллия, имели пробег около 18 *см*, а из магния и кремния — около 12 *см*, Эти результаты невозможно согласовать с нашими, и если принять во внимание количество частиц и длины их пробега, то, по-видимому, наблюденные этими исследователями частицы были длиннопробежными, испущенными источником.

§ 2

Немного модифицировав описанный выше метод, мы проверили, не испускают ли более легкие элементы частицы с пробегом, меньшим 7 *см* воздуха. Из простых принципов механики следует, что пробег α-частицы, рассеянной на большой угол легким атомом, намного меньше ее первоначального пробега. Например, α-частица с пробегом 7 *см*, испущенная радием C, после рассеяния литием на угол 90° имеет пробег всего 1 *см*. Для углерода соответствующий пробег равен 2,5 *см*, для алюминия — 4,3 *см*, тогда как в случае такого тяжелого элемента, как, например, золото, пробег после рассеяния ненамного меньше первоначального. Поэтому ясно, что в случае более легких элементов мы можем обнаружить частицы распада с пробегами менее 7 *см*, так как присутствующие рассеянные α-частицы не будут усложнять наблюдения.

Однако возникают некоторые трудности, которых не было в наших предыдущих экспериментах. Во-первых, очень трудно избежать загрязнения, связанного с испарением или перемещением активного вещества источника. Чтобы избавиться от этого искажающего явления, мы сочли

необходимым покрыть источник тонкой пленкой коллодия с тормозной способностью около 3 *мм*. Во-вторых, любые примеси элементов с большим атомным весом в бомбардируемом веществе приводят к пробегам рассеянных α-частиц, примерно равным начальному пробегу.

В этих экспериментах отверстие в латунной коробочке, содержащей источник и бомбардируемое вещество, было закрыто слюдяной пластинкой с тормозной способностью 2,6 *см*. Этого было достаточно, чтобы задержать α-частицы, рассеянные литием, бериллием или углеродом на угол 90°.

Чтобы избежать любого постороннего влияния, обусловленного рассеянием от стенок, ящик изнутри был выложен графитовыми листками. Бомбардируемые экраны были расположены так, что α-частицы могли попасть на экран из сернистого цинка только в результате рассеяния по крайней мере на угол 90°. Во время эксперимента прибор откачивался.

Для исследования углерода использовались пластины из графита Ачесона. При этих условиях на экране из сернистого цинка наблюдалось очень мало сцинтилляций, во всяком случае в 10 раз меньше, чем когда в качестве излучателя поверх углерода помещалась алюминиевая фольга. При использовании алюминия поглощение на пути частиц распада было увеличено до 5 *см* для задержки рассеянных α-частиц. Эффект, наблюдавшийся на углероде, столь незначителен, что вполне может быть обусловлен такими примесями, как абсорбированный азот. Конечно, есть еще и такая возможность— частицы из углерода высвобождаются с пробегом менее 2,6 *см*. Этот вывод полностью противоречит экспериментам Кирша и Петтерсон [4], которые обнаружили большое число Н-частиц с пробегом 6 *см*. Литий для исследования брали в виде металла. Определенного результата получить не удалось.

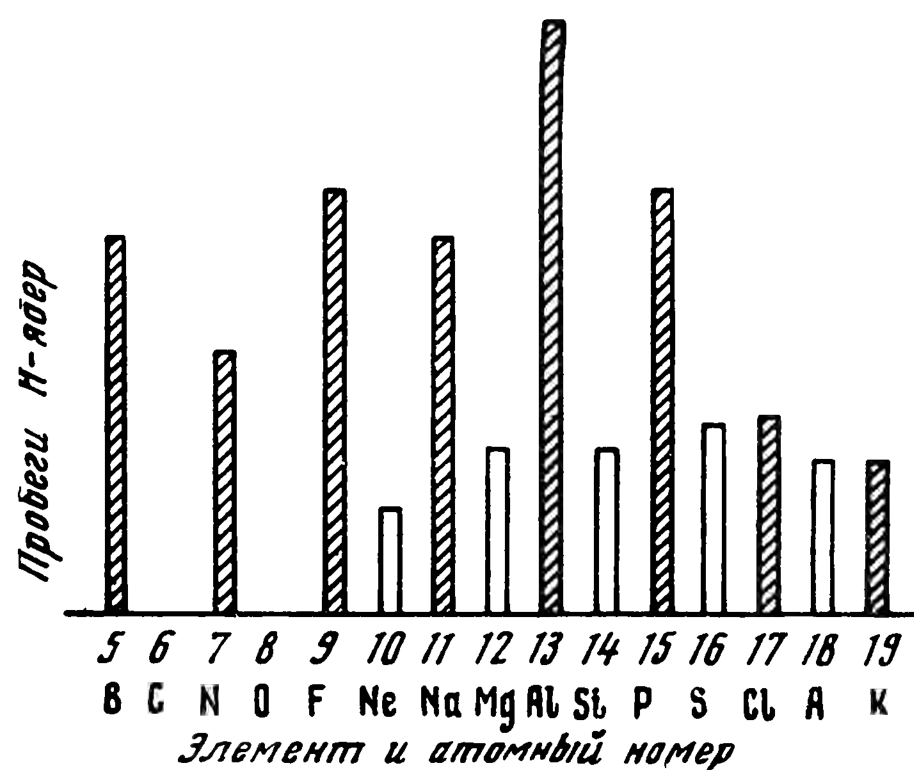
Хотя в наших предыдущих опытах слой металлического бериллия давал малое число сцинтилляций, величина эффекта согласуется с указанным результатом при исследовании частиц с пробегом свыше 7 *см*. Эффект так мал, что трудно быть уверенным в том, что частицы обусловлены бериллием, а не каким-либо окклюдированным фторидом, из которого бериллий приготовлен.

Для исследования азота использовался парациан $C_{\lambda}N_{x}$. Наблюдалось большое число ярких сцинтилляций, характерных для α-лучей. Однако взятый в виде газа азот создавал менее яркие сцинтилляции, если вообще они были. Так как парациан изготовлялся из цианида ртути, то возможно, что наблюдавшийся эффект обусловлен присутствием ртути. Подобный же эффект наблюдался на образце бора. Эти эксперименты будут повторены с более чистыми веществами.

§ 3

Описанные эксперименты, а также наши предыдущие опыты показывают, что все элементы от бора до калия распадаются при бомбардировке α-частицами; исключение составляют углерод и кислород. У более

легких элементов — водорода, гелия и лития — распад не обнаружен, хотя бериллий дает небольшой эффект, который, вполне возможно, обусловлен примесями. Частицы, высвобождающиеся при распаде, по-видимому, все водородоподобны. Мы не наблюдали вылета частиц с коротким пробегом. В известном смысле это неутешительно, ибо мы надеялись таким путем получить прямую информацию о составных частях ядра легких элементов. Мы должны сделать вывод, что эти ядра либо чрезвычайно малы, либо имеют очень устойчивую структуру, если только не предполагать, что такие частицы обладают очень коротким пробегом или же не вылетают в обратном направлении. Возможно, что бомбардировка α-частицами значительно большей энергии окажется более успешной, и такие эксперименты будут вскоре проведены.



Один из полученных нами результатов представляет, видимо, общий интерес. Это заметная разница в поведении элементов с четными и нечетными номерами. Число частиц распада из элементов с нечетным номером и длина их пробега в общем больше, чем из элементов с четными номерами. Эта разница иллюстрируется приведенной здесь диаграммой, на которой величине максимального пробега частиц из элементов от бора до калия соответствует высота прямоугольника.

Трудно сравнивать число частиц, вылетевших из различных элементов, так как невозможно обеспечить одни и те же условия эксперимента. Например, один элемент может быть получен в виде фольги, другой — только в виде порошка, третий необходимо исследовать в газовом состоянии.

Вероятно, это различие показывает, что ядра элементов с четным атомным номером построены более прочно, чем ядра элементов с нечетным атомным номером. У легких элементов это различие обнаруживается более заметно, нежели у тяжелых, и, по-видимому, этого следовало ожидать.

Поразительное различие между четными и нечетными элементами может быть обнаружено и в результатах совершенно других исследований. Например, Харкинс показал, что распространенность четных элементов в земной коре в среднем намного больше, чем нечетных. Астон установил, что во многих случаях нечетные элементы имеют только два изотопа, отличающиеся по массе на две единицы, тогда как четные элементы могут состоять из большого числа изотопов, значительно отличающихся по массе. Указанные различия между свойствами четных и нечетных эле-

ментов отражают, по-видимому, какой-то фундаментальный закон; однако при современном уровне наших знаний или, вернее, ввиду отсутствия знаний о деталях структуры ядра можно только делать предположения о причинах, порождающих эти различия.

В нашей первой статье по разложению элементов α-частицами мы предложили модель ядра распадающегося атома, который состоит из основного центрального ядра с одним или несколькими спутниками — ядрами водорода. Мы предположили, что в этой области ядра действует закон сил, подобный притяжению между зарядами. На больших расстояниях эта сила становится обычной силой отталкивания, изменяющейся обратно пропорционально квадрату расстояния. С этой точки зрения должна существовать критическая поверхность вокруг ядра, где сила равна нулю, а потенциал достигает максимума. Конечно, Н-спутники находятся внутри этой поверхности и не могут вылетать из ядра с меньшей конечной энергией, нежели энергия, соответствующая потенциалу на данной критической поверхности. Таким образом, частицы распада должны иметь определенный минимальный пробег, соответствующий этому потенциалу. Мы исследовали этот вопрос на примере элементов алюминия и серы, применяя для этого тонкие пленки. В каждом случае мы получили определенные результаты, свидетельствующие о существовании минимального пробега: около 15 или 16 *см* в случае серы и примерно от 13 до 14 *см* для алюминия.

На основании этих данных можно сделать грубую оценку потенциала электрического поля на критической поверхности: для алюминия потенциал составляет около 3 млн. *в*, для серы несколько больше. Это приводит нас к поразительному результату о чрезвычайной малости ядер этих элементов, так как можно вычислить, что критическая поверхность не может отстоять от центра ядра более чем на $6{,}0 \cdot 10^{-13}$ *см*.

Далее, α-частица не вызовет распад ядра, если она не сможет проникнуть в пределы критической поверхности. Так, по энергии α-частицы, начиная с которой она может вызвать распад, мы находим другое значение для потенциала этой поверхности. В предыдущих экспериментах мы нашли, что минимальный пробег α-частицы, вызывающей распад алюминия, был около 4,9 *см*. Эта величина очень близка к значению, выведенному из минимального пробега Н-частицы.

Можно возразить, что могут быть предложены другие модели ядра и процесса распада, объясняющие эти данные, не основанные, однако, на предположении о существовании сил притяжения. Например, можно сказать, что силы притяжения могут возникать за счет искажения ядра, вызванного движением отрицательных частиц по направлению к α-частице и положительных частиц — в обратную сторону. Однако эксперименты Билера [5] по рассеянию α-частиц алюминием показывают, что даже на сравнительно больших расстояниях от ядер силы заметно слабее, чем это должно быть по закону обратной пропорциональности квадрату расстояния, и мы считаем, что наблюдаемая при столкновениях исключительная

связь между α-частицами и свободными H-ядрами не может быть объяснена гипотезой искажения. Наша модель по крайней мере имеет то большое преимущество, что она проста.

Согласно этой модели, α-частица, проникшая внутрь поверхности нулевых сил, будет притягиваться ядром и, вероятно, приведет к распаду с испусканием частицы. Если принять за основу эксперименты Билера по рассеянию и допустить, что силы притяжения изменяются обратно пропорционально четвертой степени расстояния, то тем самым будет достаточно данных для расчета орбиты α-частицы в поле ядерных сил. Поэтому можно определить вероятность того, что испущенная случайным образом α-частица вызовет распад атома алюминия, и сравнить с результатами наших экспериментов. Из экспериментов следует, что вероятность появления частицы распада под действием α-частицы с пробегом 7 *см*, бомбардирующей алюминиевую фольгу с тормозной способностью 5 *см*, составляет $1 \cdot 10^{-6}$, а вероятность того, что α-частица будет описывать орбиту, попадая на ядро, составляет около $1{,}4 \cdot 10^{-6}$. Согласие удивительно хорошее.

О дальнейшей судьбе α-частицы нам ничего не известно. Маловероятно, чтобы силовое поле оставалось центральным на очень малых расстояниях. Возможно, что α-частица каким-то способом присоединяется к остаточному ядру. Конечно, она не может быть вновь испущена с какой-либо значительной энергией, иначе мы должны были бы ее обнаружить.

Для проверки соотношения между минимальной скоростью H-ядер и скоростью α-частицы, вызывающей распад, требуются дальнейшие эксперименты с другими элементами. Пока полученные результаты подтверждают это. Интересно отметить также, что эти результаты убедительно доказывают справедливость в целом ядерной концепции атома и вселяют в нас надежду, что мы сможем определить величину критических потенциалов для ряда легких элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.*, *Chadwick J.* Philos. Mag., 1921, **42**, 809; 1922, **44**, 417.
2. *Bates L.*, *Rogers.* Proc. Roy. Soc. A, 1924, **105**, 97.
3. *Kirsch*, *Pettersson D.* Nature, 1923, September 15, November 10; Philos. Mag., 1924, March.
4. *Kirch*, *Pettersson D.* Nature, 1924, April 26.
5. *Bieler E.* Proc. Roy. Soc. A, 1924, **105**, 434.

О ПРОИСХОЖДЕНИИ И ПРИРОДЕ ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ ЧАСТИЦ, НАБЛЮДАЕМЫХ С ИСТОЧНИКАМИ РАДИЯ С*

(Совместно с Дж. Чадвиком)

§ 1

В последние несколько лет большое внимание было уделено изучению длиннопробежных частиц, появлявшихся при бомбардировке различных материалов энергичными α-частицами. Так было получено определенное доказательство, что ядра ряда элементов распадаются при бомбардировке α-частицами с испусканием быстрых ядер водорода.

В более ранних экспериментах, которые привели к открытию искусственного распада азота, Резерфорд [1] с помощью сцинтилляционного метода наблюдал, что прохождение α-частиц, испускаемых радием С, сквозь азот и кислород сопровождалось возникновением некоторых быстрых частиц, которые имели эквивалентный пробег в воздухе, примерно равный 9 *см*, по сравнению с 7 *см* для бомбардирующих α-частиц. Как раз за пределом пробега α-частиц, испускаемых радием С, сцинтилляции, обусловленные этими частицами, в основном более яркие, чем сцинтилляции, обусловленные Н-ядрами, и более похожи на сцинтилляции, вызванные α-частицами.

Может представить некоторый интерес краткое описание довольно запутанной истории последующих попыток выяснения природы и происхождения этих длиннопробежных частиц с пробегом 9 *см*. Естественно прежде всего было предположить, что эти сцинтилляции обусловлены новой группой α-частиц, возникающих в самом источнике. Но, исследуя изменения пробега частиц, когда непосредственно перед источником помещались тонкие листки алюминия и золота, был сделан вывод (ошибочный, как мы увидим позже), что частицы возникают не в источнике, а в объеме газа. Если бы это было так, то сцинтилляции могли быть обусловлены атомами азота и кислорода, получившими большую скорость в результате столкновения с α-частицами, так как число и пробег этих частиц были примерно такими, как следовало ожидать на основе этого предположения. Для решения вопроса были выполнены эксперименты по отклонению частиц в магнитном поле. Масса частиц могла быть лишь оценена сравнением их отклонения в магнитном поле с отклонением других известных частиц, которые таким же образом возникали во всем объеме газа. Для этого сравнивалось отклонение в магнитном поле

---

* Philos. Mag., 1924, September, ser. 6, 48, 509—526.

частиц с пробегом 9 *см* с отклонением H-ядер, пришедших в движение при прохождении α-частиц через газ, содержащий водород. Эксперименты были сложны, так как в экспериментальных условиях число частиц было слишком мало, чтобы образовывался четко выраженный пучок лучей. Однако было найдено, что эти частицы хотя и отклонялись меньше, чем H-ядра, но больше, чем в том случае, если бы они представляли собой атомы азота или кислорода, несущие один заряд.

Несколько позднее были проведены измерения по определению массы частиц с пробегом 11,5 *см*, испускаемых торием C, выход которых больше, чем частиц с пробегом 9,3 *см* из радия C [2]. Их отклонение в магнитном поле показало, что это α-лучи с массой 4. Полученный результат породил серьезное сомнение в том, не были ли в конце концов частицы с пробегом 9,3 *см* α-частицами с массой 4. Сомнение еще более укрепилось, когда было обнаружено, что относительное число этих частиц не зависит от природы газа, окружающего источник из радия C. Например, было найдено, что в пределах ошибок эксперимента число частиц одно и то же в воздухе, азоте, кислороде, углекислом газе, двуокиси серы и хлоре, а пробеги в этих газах эквивалентны пробегу в воздухе, когда были введены поправки на различные тормозные способности газов.

Затем проводились эксперименты, чтобы выяснить, можно ли получить определенное доказательство, что частицы испускаются источником или возникают в окружающем источник газе. Для этого были измерены пробеги частиц в воздухе после прохождения через поглощающие листочки алюминия, серебра и золота с известной тормозной способностью. Было обнаружено, однако, что несовершенства этой фольги — дырки (даже в том случае, когда большое количество тонких листков размещалось один за другим) слишком велики, чтобы можно было сделать какие-либо определенные выводы, и эксперименты были отложены.

В конце концов, используя теневой метод, описанный в этой статье дальше, однозначно было доказано, что частицы, наблюдаемые в кислороде, возникают в источнике, а не в газе. Полученные на этом этапе выводы, кратко изложенные в докладе [3], зачитанном перед Химическим обществом и напечатанном в «Nature», представлены в следующей цитате:

«Следующий вопрос, который возникает, таков: могут ли какие-нибудь другие частицы, кроме частиц водорода, высвобождаться в результате бомбардировки α-частицами? Некоторое время тому назад я обнаружил, что, когда в качестве источника использовался радий C, наблюдалось небольшое количество ярких сцинтилляций, которые соответствовали частицам с максимальным пробегом в воздухе около 9 *см*. Сначала было естественно предположить, что сцинтилляции обусловлены новым типом α-лучей, испущенных радиоактивным источником. Однако уменьшение пробега этих частиц при введении алюминиевых экранов заставило меня предположить, что они генерируются в объеме применявшихся газов, а именно азота и кислорода. Путем сравнения отклонения этих лучей в магнитном поле с отклонением H-частиц, вылетевших из водорода, я пришел к выводу, что они должны быть атомами с массой около 3 и с двойным положительным зарядом. Более поздние эксперименты убедили меня, что вследствие значительной неоднородности толщины пленок металлической фольги

этому методу определения источника излучения верить нельзя. Применив более прямой и более простой метод, я пришел недавно к убеждению, что по крайней мере в случае кислорода частицы возникают в радиоактивном источнике, а не в объеме окружающего газа. При таких условиях нельзя уже доверять сравнительному методу оценки масс частиц. Хотя для точного установления природы излучения потребуется большое количество экспериментов, вся совокупность данных указывает на то, что оно состоит из частиц с массой 4, которые испускаются источником и представляют новый вид превращения радия С».

В то время внимание было привлечено к экспериментам по искусственному распаду элементов под действием α-лучей, а дальнейшее исследование природы длиннопробежных частиц отложено до более удобного момента.

В течение последнего года Бейтс и Роджерс [4] в нашей лаборатории провели тщательный поиск длиннопробежных частиц из радия С, тория С, актиния С и полония. Кроме рассматриваемых частиц с пробегом 9,3 *см*, они обнаружили наличие в радии С других, меньших по количеству групп частиц типа α-лучей с пробегами 11,2 и 13,3 *см*. Аналогичные группы частиц наблюдались и в других исследованных источниках.

Ввиду того что число частиц в этих группах по порядку величины такое, какое следует ожидать при искусственном распаде вещества, когда через него проходят α-частицы, сразу же возникает необходимость окончательно решить вопрос о происхождении и природе этих частиц. Мы приведем в настоящей статье описание ряда экспериментов, относящихся к этому вопросу. Наше внимание было сосредоточено лишь на группе длиннопробежных частиц, испускаемых радием С, так как активные источники, которые использовались в экспериментах по искусственному расщеплению, обычно состояли из этого вещества. Мы тщательно исследовали число и пробег частиц, которые появлялись при прохождении α-лучей, испускаемых радием С, через различные материалы — гелий, кислород, углекислый газ, ксенон, кварц и слюду. Мы проверили, не влияет ли на измерения способ изготовления источника и появляются ли частицы в вакууме. Мы также провели эксперименты для выяснения происхождения частиц и точного определения их массы и скорости, измеряя их отклонение в магнитном поле.

В результате этих экспериментов мы получили убедительное доказательство, что испускаемые радием С длиннопробежные частицы с пробегами 9,3 и 11,2 *см* — это α-частицы с массой 4, возникающие в самом источнике, а не в окружающем веществе. Эти частицы, которые появляются независимо от использованного материала для поглощения основного пучка α-лучей, должны рассматриваться как две группы быстрых α-лучей, которые испускаются радием С и, вероятно, представляют новые типы распада этого элемента.

§ 2. Исследование частиц в различных газах

Более ранние исследования, проведенные одним из нас, показали, что частицы с пробегом 9,3 *см* наблюдаются в том случае, когда α-лучи, испускаемые радием C, проходят через азот, кислород, углекислый газ, двуокись серы, хлор и трехфтористый бор. Мы расширили эти наблюдения, сравнив число частиц, полученных при прохождении α-лучей через гелий, с числом частиц, полученных для кислорода, и исследовали изменение числа частиц с возрастанием поглощения в ксеноне, углекислом газе и в некоторых твердых веществах.

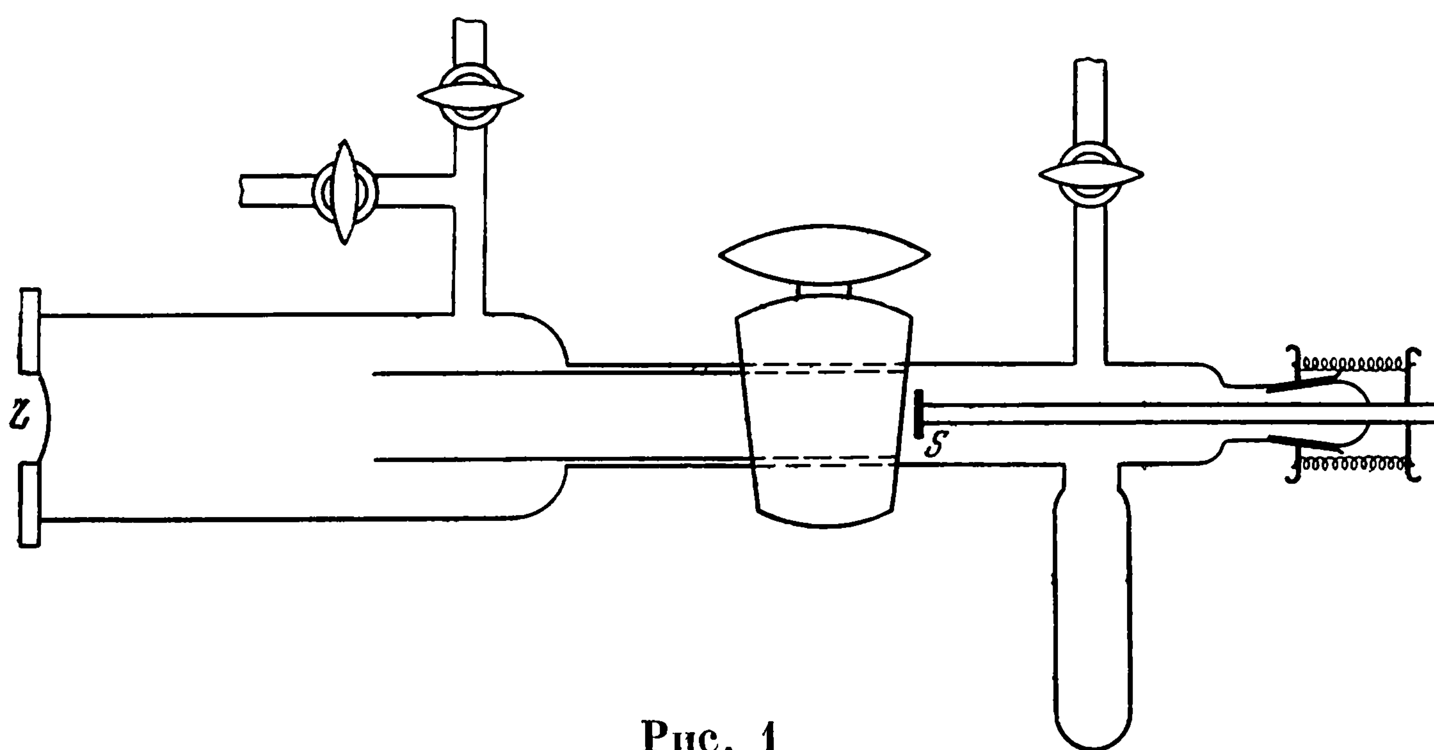


Рис. 1

Сравнение частиц, полученных в гелии и кислороде, проводилось с помощью прибора, изображенного на рис. 1. Он состоял из длинной стеклянной трубки, разделенной на две части с помощью крана с большим проходным отверстием. Экран из сернистого цинка Z был укреплен на стеклянной пластинке, которая закрывала конец трубки. Экран был защищен от света, излучаемого источником или другим материалом, бомбардируемым α-лучами, очень тонкой алюминиевой фольгой. Источник S (радий B + C) вводился с другой стороны крана с помощью притертого стеклянного соединения. Ближайшие к источнику части трубки были облицованы латунью во избежание образования H-частиц из стекла. Расстояние между источником и экраном достигало 35 *см*. Прибор помещался между полюсами магнита, чтобы предотвратить попадание на экран β-частиц. После установки источника в рабочее положение и откачки прибора напускался очищенный гелий до такого давления (около 80 *см* рт. ст.), чтобы полностью поглощались α-частицы с пробегом в воздухе 7 *см*. Оказалось, что на экране все же возникали 1,2 сцинтилляции в минуту на 1 *мг* активности источника. Когда давление гелия было увеличено до значения, соответствующего пробегу в воздухе 9,5 *см*, большинство сцинтилляций исчезло и осталось примерно 0,2 сцинтилляции в минуту на 1 *мг*.

Закрыв кран, находящийся напротив источника, можно было в любое время в ходе эксперимента сосчитать естественный фон экрана, причем присутствие загрязнений немедленно обнаруживалось. Радиоактивные загрязнения, обусловленные иногда следами эманации, но чаще возгонкой или переносом радиоактивного осадка, создавали большие трудности в подобных опытах, когда число частиц, подлежащих регистрации, много меньше числа α-частиц основной группы. Весь накопленный опыт показывает, что, когда происходит загрязнение, от эксперимента надо отказаться. Затем гелий откачивался и вводился сухой кислород до соответствующего давления, и снова считались длиннопробежные частицы. Их число

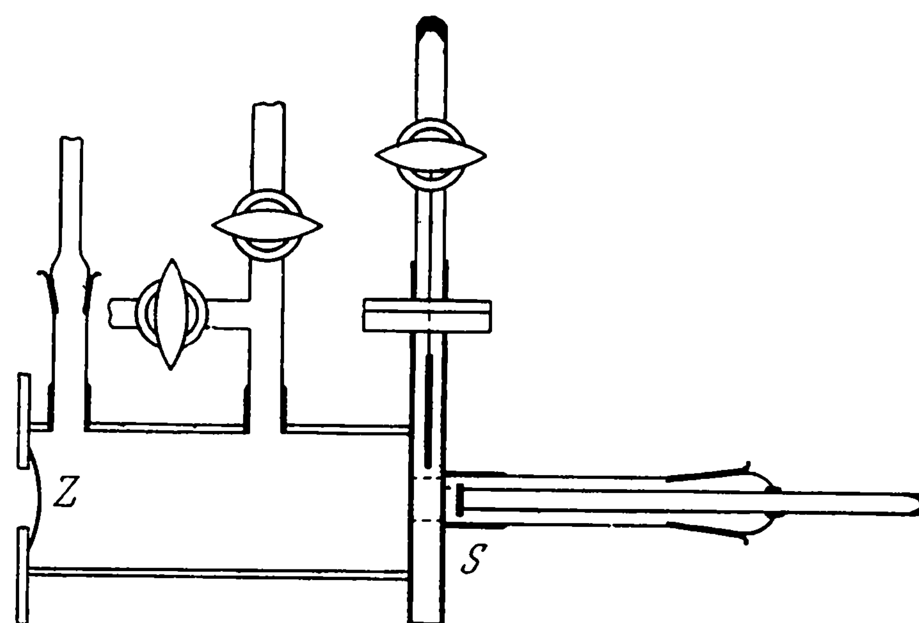


Рис. 2

было равно 1,0 в минуту на 1 *мг*, причем количество их уменьшалось до 0,2 в минуту на 1 *мг*, когда давление возрастало до величины, соответствующей пробегу в воздухе 9,5 *см*.

Следовательно, в пределах точности эксперимента число длиннопробежных частиц однаково для гелия и кислорода. Наблюдаемая площадь экрана в этих экспериментах была около 40 *мм*^{2}, а его эффективность около 70%. Полное число длиннопробежных частиц, испускаемых 1 *мг* радия C, равно, таким образом, около 1100 в 1 *сек*. Примерно от одной пятой до одной шестой этих частиц имеют пробеги больше 9,5 *см* воздуха.

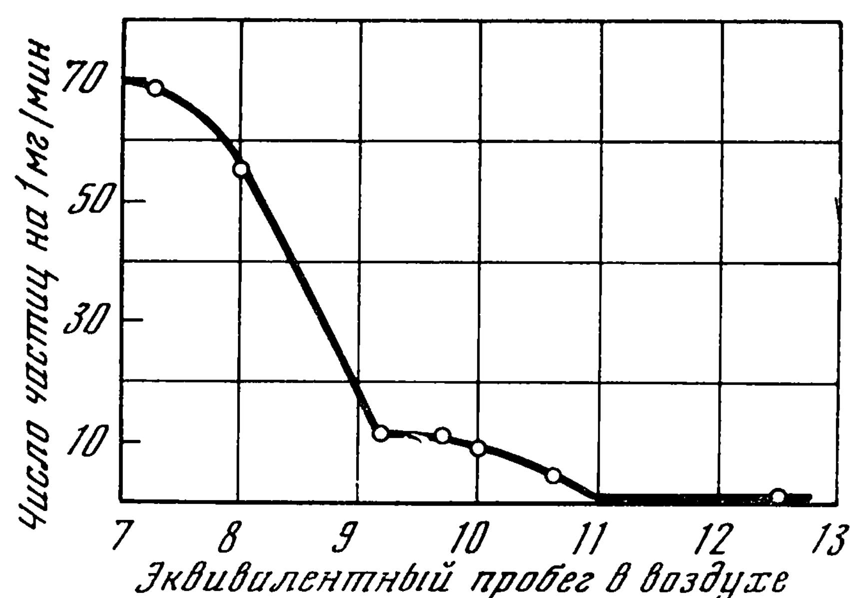
Благодаря большой тормозной способности ксенона для α-частиц эксперименты с этим газом могли быть выполнены, когда расстояние между источником и экраном было мало, тем самым исследования частиц могли быть проведены более тщательно. Прибор, изображенный на рис. 2, состоял из латунной трубки диаметром 15 *мм*, закрытой с одного конца стеклянной пластинкой с экраном из сернистого цинка, а на другом конце имелся латунный ползун, который мог устанавливаться перед источником S с помощью ворота. Расстояние между источником и экраном было 5,5 *см*. После введения источника прибор откачивался и затем наполнялся ксеноном до давления около 50 *см* рт. ст. Этого было достаточно, чтобы пол-

ностью поглотились α-лучи с пробегом 7 *см*. Наблюдаемое на экране число сцинтилляций сосчитывалось при различных давлениях ксенона, вплоть до атмосферного. Для наибольшего поглощения перед экраном устанавливался кусочек слюды. В таких случаях основное количество α-частиц полностью поглощалось в ксеноне и не попадало на слюду, предотвращая, таким образом, образование посторонних Н-частиц.

Наличие загрязнений могло быть сразу замечено при опускании латунной заслонки, которая закрывала источник. Некоторые более ранние эксперименты в ксеноне были совершенно испорчены ничтожными следами эманации радия. Поскольку нет удовлетворительного метода выделения эманации из ксенона, эксперименты следовало отложить до того момента, пока эманация не распадется до пренебрежимо малой величины.

Рис. 3. Длиннопробежные частицы в ксеноне

Расстояние от источника до экрана 5,5 *см*



Результаты этих экспериментов приведены на рис. 3, на котором показана зависимость числа частиц в минуту на 1 *мг* активности источника от толщины поглотителя, выраженной в эквивалентных сантиметрах воздуха. На кривой отчетливо видно существование частиц с двумя пробегами: один несколько больше 9 *см*, а другой около 11 *см*. Число частиц с пробегом больше 11 *см* очень мало, и нет никаких данных о существовании найденной Бейтсом и Роджерсом группы с пробегом 13,3 *см*.

Экран из сернистого цинка имел площадь 50 *мм*^{2} и эффективность около 70%; расстояние от источника до экрана 5,5 *см*. Мы находим, таким образом, что в ксеноне 1 *мг* радия С испускает около 1200 длиннопробежных частиц в 1 *сек*, 1050 частиц с пробегом 9,3 *см* и 190 с пробегом 11 *см*.

Затем были выполнены эксперименты с источником α-лучей, окруженным углекислым газом. Конструкция прибора ясна из рис. 4. Источник помещался в латунный ящик, в лицевой поверхности которого имелось отверстие, закрытое листком слюды с тормозной способностью 1,9 *см*. Как раз перед экраном из сернистого цинка на пути длиннопробежных частиц устанавливались листки слюды с известным воздушным эквивалентом. Расстояние от источника до экрана могло изменяться и измерялось с помощью шкалы, находящейся вне ящика. Во время экспериментов через ящик пропускался медленный поток углекислого газа.

Мы снова наблюдали частицы с пробегом 9,3 *см*, и в таком же количестве, как в предыдущих экспериментах, но главной целью эксперимента было определение числа частиц с пробегом 11 *см* и тщательный поиск других частиц с бóльшим пробегом. Для этой цели источник был укреплен в 4,6 *см* от слюдяного листочка, закрывающего отверстие в лицевой поверхности ящика, так что основные α-частицы с пробегом 4,55 *см* в углекислом газе полностью поглощались в газе.

Результаты двух типичных экспериментов иллюстрируются кривыми рис. 5. Видно, что количество частиц с пробегом 11 *см* одинаково в обоих случаях и единственное отличие — в числе частиц с более длинным пробегом. Ничто не указывает на существование группы частиц с пробегом 13 *см*. Из этих экспериментов мы нашли, что 1 *мг* радия С испускает

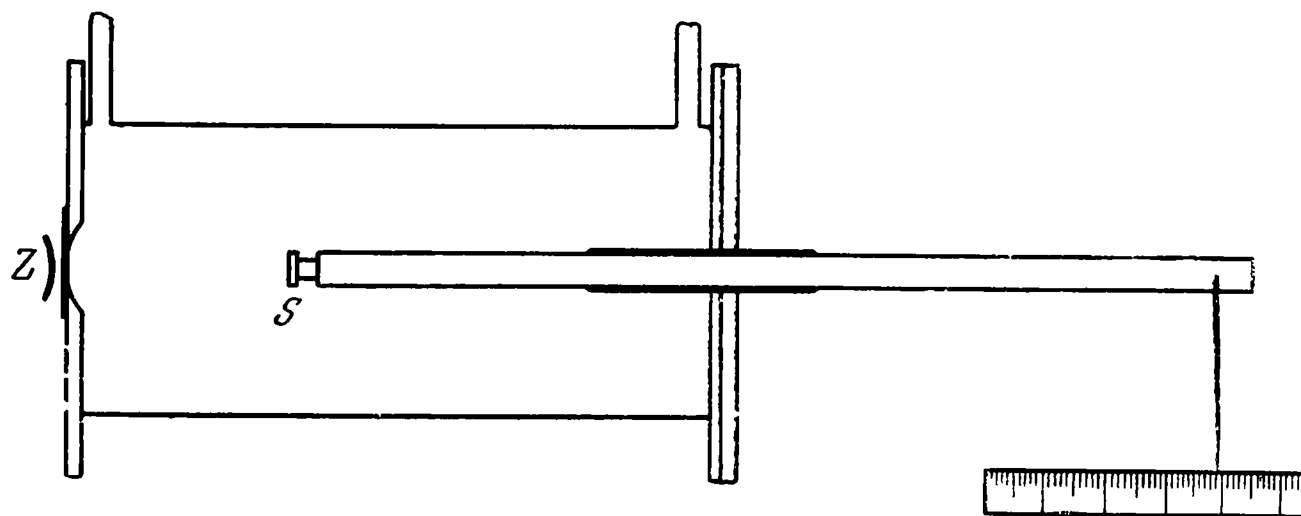


Рис. 4

в 1 *сек* 180 частиц с пробегом 11,2 *см*, что хорошо совпадает с результатами для ксенона.

Эти частицы исследовались также при пропускании через прибор сухого воздуха, причем расстояние до источника было увеличено до 7,3 *см*. Обнаруженное число частиц совпало с нашими предыдущими результатами, но наблюдения были затруднены присутствием сравнительно большого числа частиц с пробегом больше 11 *см*. Это были, конечно, Н-частицы, обусловленные расщеплением азота.

В последующих экспериментах источник α-лучей был покрыт тонким листком твердого материала с воздушным эквивалентом в несколько сантиметров, а оставшиеся частицы поглощались в кислороде.

Используя в качестве поглотителя тонкие кусочки кварца с тормозной способностью 2,3 *см*, мы обнаружили частицы с пробегами 9,3 и 11,2 *см*, причем их число было точно таким же, как и в последующих экспериментах. Частиц с бóльшими пробегами мы видели очень мало.

Применив листок слюды с тормозной способностью 3,8 *см*, мы обнаружили обычное количество частиц с пробегом 9,3 *см*. Было трудно точно измерить число частиц с пробегом 11 *см* на фоне Н-частиц, выбитых из слюды бомбардировкой α-частицами. Их число составляло примерно 30% от полного числа частиц с пробегом более 7 *см*.

Наблюдения, выполненные с кусочком медной фольги над источником, показали, насколько опасно применять металлическую фольгу в экспериментах такого рода. Кусочек фольги был тщательно отобран и использовался с источником небольшой площади (3 *мм* в диаметре), чтобы свести к минимуму дефекты. Несмотря на эти предосторожности, оказалось, что фольга очень неоднородна по толщине. Из-за дефектов в фольге было трудно точно фиксировать конец пробега α-лучей, но очевидно, что некоторые части фольги имели тормозную способность лишь 2,5 *см* воздуха, тогда как средняя тормозная способность, вычисленная из их веса, была равна 3,8 *см*. Столь значительные колебания толщины приводили к тому,

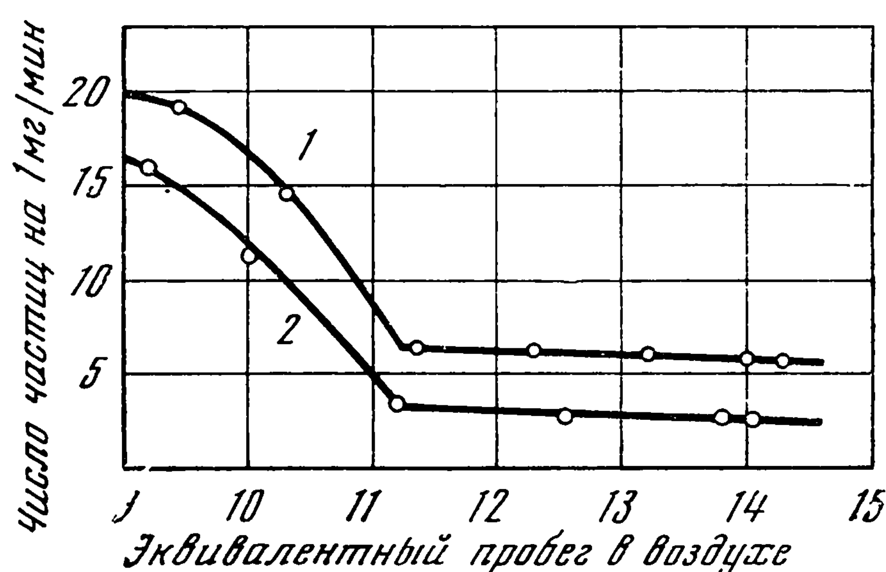


Рис. 5. Длиннопробежные частицы в CO_2

1 — источник покрыт никелем; 2 — источник открыт. Расстояние от источника до экрана 4,8 *см*

что различие между пробегом главной группы α-лучей и длиннопробежных частиц было значительно менее очевидным. При использовании однородной фольги или газа, как в описанных экспериментах, конец пробега α-лучей был четко определен и присутствие длиннопробежных частиц легко обнаруживалось, тогда как в эксперименте с медной фольгой наблюдалось просто постепенное уменьшение числа частиц на протяжении широкого диапазона значений поглощения. Неудачу, которую потерпела Петтерсон [5], пытаясь обнаружить длиннопробежные частицы, следует отнести именно к таким эффектам несовершенства фольги, использованной для поглощения основных α-лучей.

Эксперименты, описанные в этом параграфе, показывают, что при поглощении α-лучей, в гелии, кислороде, ксеноне, углекислом газе, кварце и слюде всегда присутствуют длиннопробежные частицы. Они состоят из двух групп с эквивалентными пробегами 9,3 и 11,2 *см*. Число частиц с пробегом 9,3 *см*, испускаемых 1 *мг* радия C в 1 *сек*, примерно равно 1050, а число частиц с пробегом 11,2 *см* — около 180.

На основании этих результатов мы пришли к выводу, что число и пробег (выраженный в эквивалентных сантиметрах воздуха) этих длиннопробежных частиц не зависят от материала, в котором поглощаются α-лучи.

§ 3. Влияние различных способов приготовления источников

Следующим этапом работы было исследование влияния способа изготовления источника из активного радиевого осадка на число и пробег частиц.

Наблюдения с источником из чистого радия С прежде всего показали, что именно этот продукт, а не радий В ответствен за происхождение длиннопробежных частиц. Благодаря большому удобству для работы все другие эксперименты были выполнены с источниками радия В + С.

Обычно источник радия В + С приготовлялся так: металлический диск выдерживался около 2 *час* в неочищенной эманации. Возможно, хотя весьма маловероятно, что частицы могли возникнуть в результате распада металла или газов, адсорбированных в металле. В большинстве экспериментов, описанных в предыдущем параграфе, источником служил платиновый диск, который перед экспозицией в эманации нагревался до высокой температуры в вакуумной печи. Иногда использовались латунные и медные диски. Единственным замеченным отличием было число частиц с пробегом, большим 11 *см*, которое для платинового источника было меньше, чем для всех остальных.

Чтобы свести к минимуму загрязнения, иногда на источник электролитическим способом наносилась тонкая пленка меди или никеля. Это никак не влияло на число или эквивалентный пробег частиц.

После этого специальные источники изготовлялись следующим образом.

Первый способ: платиновая фольга нагревалась до высокой температуры в *вакууме* в течение нескольких часов, а затем подвергалась воздействию очищенной эманации.

Второй способ: кусочек платиновой фольги, нагретый аналогичным образом, подвешивался в вакууме над слоем эманации, сконденсировавшейся в конце трубки, погруженной в жидкий воздух. Активный осадок получался на платине за счет энергии отдачи. Этот метод подобен методу, который разработала Петтерсон [6] для получения активных источников.

Во всех этих экспериментах частицы с пробегами 9,3 и 11,2 *см* всегда присутствовали в обычном количестве, причем единственное отличие заключалось в числе частиц с более длинными пробегами (см. кривые рис. 5). Число этих частиц было очень мало, когда применялся чистый платиновый источник, особенно источники, приготовленные двумя последними способами. Вероятно, это было обусловлено следами влаги в материале поглотителя α-лучей или влагой, а возможно, азотом, адсорбированным на поверхности источника.

Мы установили, что количество и пробеги длиннопробежных частиц не зависят от метода приготовления активного осадка или материала, на котором он образуется.

§ 4. Происхождение частиц

Теперь мы опишем эксперимент, который показал, что длиннопробежные частицы вылетают из источника. Прибор изображен на рис. 6. Источник (платиновая проволочка диаметром 0,25 *мм*) помещался в прорези в A, а кусочек графита устанавливался на расстоянии 1 *см* от источника в точке B. Экран из сернистого цинка Z находился на расстоянии 5 *см* от источника. Через прибор медленно циркулировал углекислый газ. Когда давление газа снижалось до величины, достаточной для прохождения основных α-лучей к экрану, обозначалась четкая тень от графитовой кромки. Положение микроскопа регулировалось так, чтобы перекрестие в окуляре совпадало с краем кромки. Давление газа затем доводилось до атмосферного, и наблюдались сцинтилляции, вызванные длиннопробежными частицами. Оказалось, что никаких сцинтилляций, за

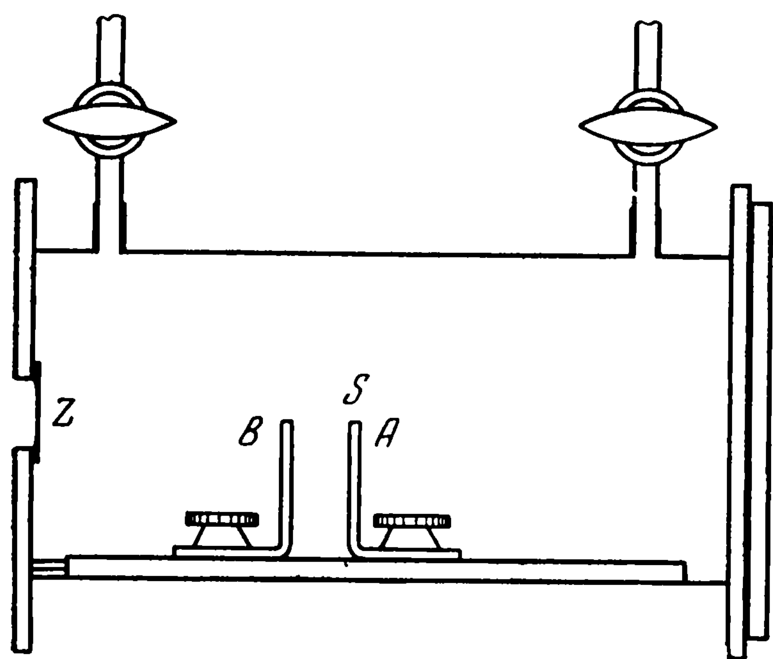


Рис. 6

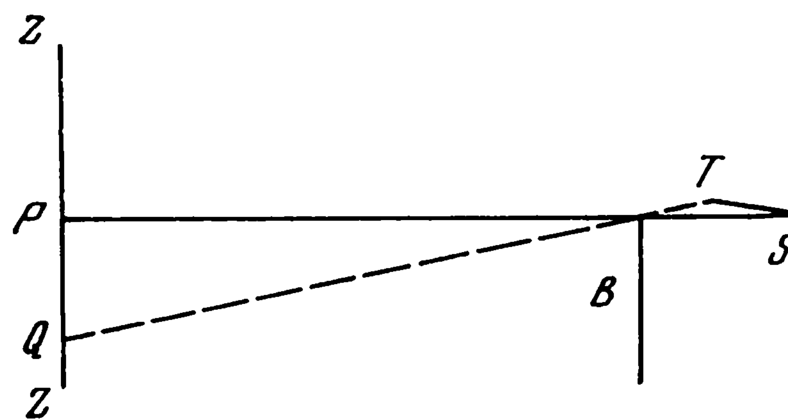


Рис. 7

исключением естественного фона экрана, выше перекрестия, т. е. ниже края тени, не возникало. Объяснить это можно двояко: либо длиннопробежные частицы испускаются источником, либо, если они возникают в газе, направление, в котором они испускаются, не может составлять угол, больший нескольких градусов, с направлением падающих α-частиц. Это ясно из схематического рис. 7, на котором P — это тень от кромки B, образованная пучком α-частиц из источника S. Если бы длиннопробежные частицы образовывались в газе и направление, в котором они испускаются, составляло бы даже небольшой угол с направлением (скажем, ST) удара α-частицы, то сцинтилляции должны были бы наблюдаться на экране ниже P, например в точке Q.

Если принять во внимание другие данные, этот эксперимент служит простым и прямым доказательством того, что длиннопробежные частицы испускаются радиоактивным веществом источника.

§ 5. Магнитное отклонение частиц

В некоторых неопубликованных экспериментах Бейтс и Роджерс с помощью метода, аналогичного методу, использовавшемуся одним из нас для такой же цели, сравнили магнитное отклонение частиц с пробегами 9,3 и 11,2 *см* с магнитным отклонением в таких же условиях испускаемых торием С α-лучей с пробегом 8,6 *см*. В пределах ошибок эксперимента полученные результаты соответствовали той точке зрения, что обе группы частиц — это α-частицы.

Мы измеряли магнитное отклонение частиц с пробегом 9,3 *см* двумя способами. В первом использовалась установка, описанная в предыдущем параграфе, в которой частицы проходят через атмосферу углекислого газа и образуют тень от графитовой кромки на экране из сернистого цинка. Если приложить сильное магнитное поле перпендикулярно траектории частиц и плоскости диаграммы на рис. 6, то частицы будут отклоняться

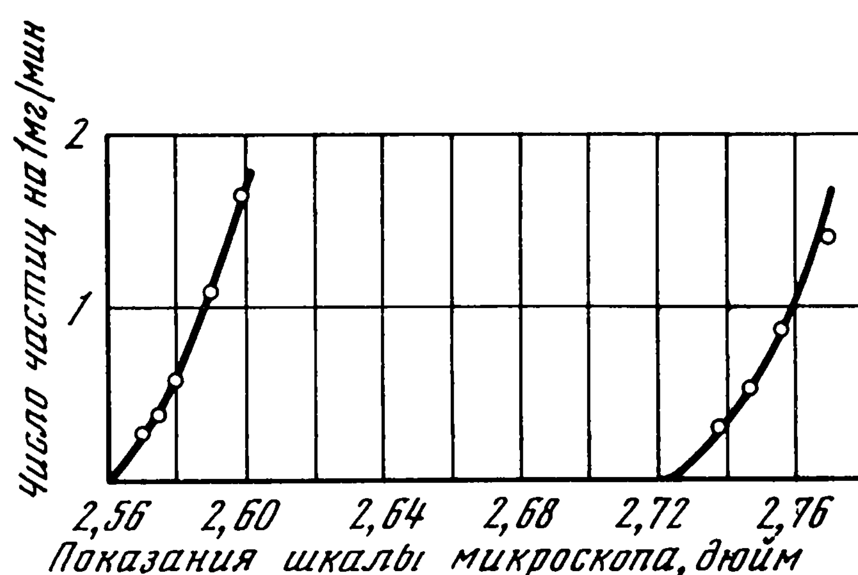


Рис. 8 Магнитное отклонение длиннопробежных частиц. Теневой метод

а тень от графитовой кромки двигаться, скажем, вниз. При изменении знака поля тень будет двигаться вверх. Расстояние между двумя положениями тени дает меру величины mv/e для частиц.

Прибор был прокалиброван по отклонению тени от α-частиц с пробегом 8,6 *см*, испускаемых сильным источником тория В + С. Число сцинтилляций было настолько большим, что четко обозначался край пучка и перекрестие микроскопа могло быть настроено на край с большой точностью. При токе 6 *а* через обмотки электромагнита расстояние между двумя положениями края тени было 0,173 *дюйм*, или 4,39 *мм*.

Частиц с пробегом 9,3 *см* было недостаточно, чтобы сразу образовать четкую кромку тени. Для этих частиц микроскоп настраивался так, чтобы перекрестие было близко к краю пучка, а число частиц, появляющихся над перекрестием, сосчитывалось по мере последовательного медленного передвижения микроскопа по пучку частиц. Результат одного из экспериментов показан на рис. 8. По оси ординат отложено число частиц над поперечной риской на 1 *мг* активности источника для различных положений микроскопа, отложенных по оси абсцисс. Точка пересечения кривой с

осью дает положение края тени. Оно может быть фиксировано с удивительной точностью.

Простое рассмотрение показывает, что край верхней тени формируется менее отклоняемыми, а край нижней тени — более сильно отклоняемыми частицами. Таким образом, лишь положение верхнего края зависит от присутствия частиц с пробегом 11,2 *см*. Этот эффект незначителен вследствие сравнительно небольшого числа этих частиц.

Расстояние между двумя положениями края, найденное из описанного эксперимента, было 0,165 *дюйм*. Во втором эксперименте мы получили величину 0,166 *дюйм* — значительно лучшее согласие, чем можно было ожидать из характера эксперимента.

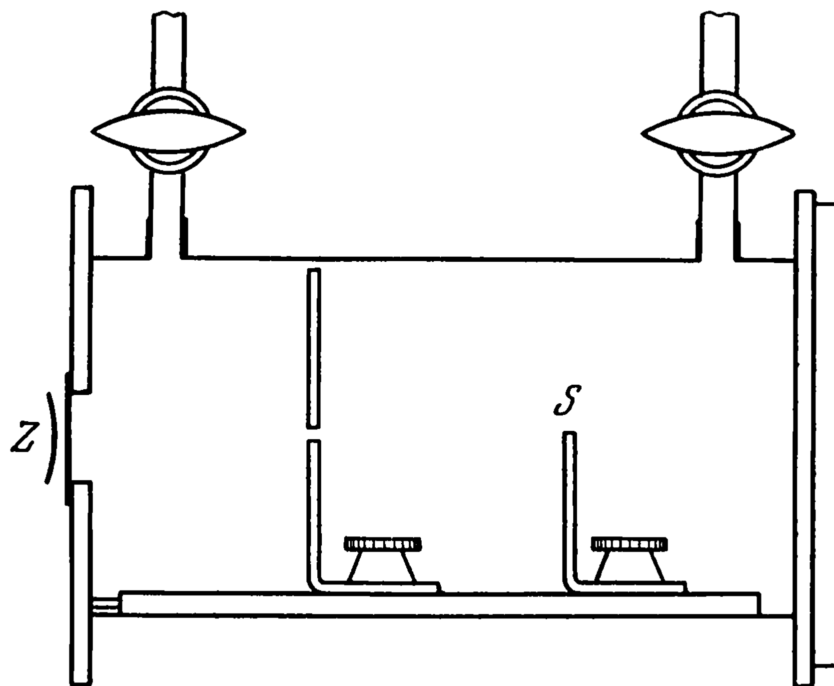


Рис. 9

Сравнивая эту величину с отклонением, измеренным для α-частиц, испускаемых торием C, и делая поправку на разницу в пробегах, мы видим, что длиннопробежные частицы имеют почти такое же значение величины mv/e, как и α-частицы с таким же пробегом.

Дальнейшая проверка дается измерением магнитного поля и расчетом отклонения, которое должен испытывать α-луч с пробегом 9,3 *см* в условиях эксперимента, т. е. с учетом изменения скорости вдоль траектории в газе. Таким способом мы получили величину отклонения 4,23 *мм* по сравнению с отклонением 4,20 *мм*, наблюдаемым для длиннопробежных частиц. Отсюда мы заключаем, что длиннопробежные частицы с пробегом 9,3 *см* — это α-частицы.

Второе устройство для измерения магнитного отклонения длиннопробежных частиц показано на рис. 9. Оно состоит из проволочного источника диаметром 0,25 *мм* и щели шириной 0,5 *мм*, заключенных в узкий латунный ящик. Во время экспериментов ящик откачивался. Торец ящика был закрыт латунной пластинкой с прямоугольным отверстием $1 \times 1{,}5$ *см*^{2}, которое было закрыто кусочком слюды с эквивалентной

толщиной 7,2 *см* воздуха. Снаружи устанавливался экран из сернистого цинка, прикрепленный к микроскопу, так что все время наблюдалась одна и та же часть экрана. Расстояние от источника до щели было 5 *см*, а до экрана 10 *см*. В этих условиях ширина линии сцинтилляций, наблюдаемых на экране, достигала 1,25 *мм*. Положение этой линии наблюдалось без магнитного поля и с магнитным полем около 12 000 *гс*, возникавшим при токе 6 *а* через обмотки электромагнита. В окуляре микроскопа была расположена прямоугольная диафрагма с перекрестием в центре, ограничивающая поле зрения длиной 8 *мм* и шириной 1,54 *мм*.

Вначале было исследовано отклонение α-лучей с пробегом 8,6 *см*, испускаемых торием С; источником служил 1 *мг* тория В + С. При этом линия сцинтилляций получалась с четкими краями, по которым легко

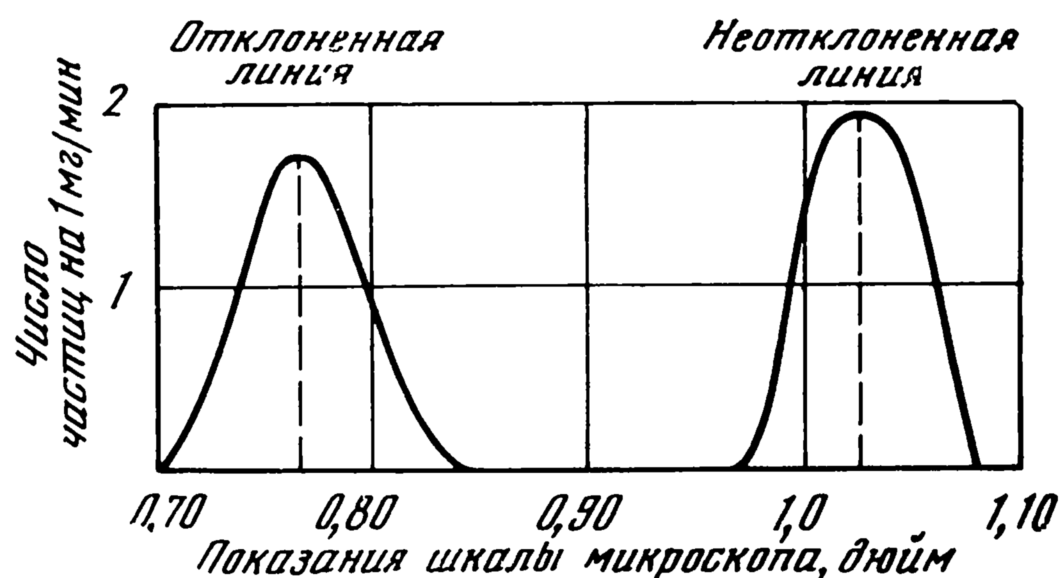


Рис. 10. Магнитное отклонение.
Щелевой метод

можно было настроить центральную риску. В магнитном поле при токе 6 *а* линия отклонялась на расстояние 0,261 *дюйм*, или 6,63 *мм*. Этот эксперимент также позволял точно фиксировать центр неотклоненной линии.

Затем в рабочее положение помещался источник радий В + С и считались сцинтилляции по мере передвижения микроскопа по отклоненной линии длиннопробежных частиц. Основные α-лучи с пробегом 7 *см* обрезались слюдой. Положение неотклоненной линии измерялось аналогичным способом.

Результат эксперимента показан на рис. 10. Максимум отлонений линии смещен на расстояние 0,259 *дюйм* от центра неотклоненной линии. Отклонение, рассчитанное в предположении, что частицы с пробегом 9,3 *см* — это α-частицы, равно 0,254 *дюйм*, т. е. примерно на 2% меньше. В этих условиях совпадение очень хорошее, ибо мы должны помнить, что, кроме частиц с пробегом 9,3 *см*, также присутствует группа частиц с пробегом 11,2 *см* и некоторое количество Н-частиц, возникающих в листке слюды под действием α-лучей с пробегом 7 *см*. В других экспериментах мы нашли, что число этих Н-частиц составляет около 30% от числа частиц с пробегом 9,3 *см*. Приложенное магнитное поле не было достаточно сильным, чтобы полностью разделить линии сцинтилляций, обусловленные частицами с пробегами 9,3 и 11,2 *см*, а также этими Н-частицами,

возникающими при ударах частиц с пробегом 7 *см* о слюду. Ясно, однако, что влияние этих посторонних частиц заключается в сдвиге максимума линии в направлении больших отклонений, и подробный расчет изменения числа сцинтилляций, которые должны наблюдаться в различных частях линии, дает результат, хорошо согласующийся с экспериментом.

В этом эксперименте был выяснен также еще один вопрос. Если бы частицы с пробегом 9,3 *см* не излучались источником, а были вызваны бомбардировкой атомов вдоль траектории α-лучей, то в том месте, где частицы с пробегом 7 *см* попадают в слюду, должна была бы наблюдаться отклоненная линия, т. е. ее центр должен был бы находиться в точке 0,747 по нашей шкале (см. рис. 10). Поскольку это не так, то мы имеем еще одно доказательство, что эти частицы испускаются источником.

Мы можем также сравнить число частиц, измеренное в этом эксперименте, т. е. когда все газы, окружающие источник, удалены, с числом частиц, которых следует ожидать из экспериментов в газах. Принимая во внимание тот факт, что лишь одна сторона проволочного источника дает эффект и что из полной длины 9,5 *мм* экранировано пазом, в который устанавливалась проволочка, 2,5 *мм*, мы находим, что количества частиц хорошо совпадают.

Из измерений магнитного отклонения частиц с пробегом 9,3 *см* мы заключаем, что это α-частицы, испускаемые источником, и что их число одинаково в обоих случаях — когда источник находится в вакууме и когда он окружен газом.

§ 6. Выводы

В ряде экспериментов, описанных в этой статье, мы получили определенные данные о природе и происхождении длиннопробежных частиц, которые появляются из источника радия С. Эти данные можно суммировать следующим образом.

1. Частицы с пробегом 9,3 *см* возникают в одинаковых количествах в гелии, кислороде, углекислом газе и ксеноне.

То же самое справедливо для частиц с пробегом 11,2 *см*, хотя вследствие их малого количества доказательство не столь определенно.

Нам кажется, что эксперименты с гелием убедительно опровергают гипотезу о том, что частицы возникают при распаде газа, через который проходят α-частицы. Каких бы мнений ни придерживаться о стабильности атомных ядер, вряд ли кто-либо может считать, что ядра гелия обладают лишь средней стабильностью.

Мы не обнаружили никаких следов существования частиц с пробегом 13,3 *см*, о которых заявляли Бейтс и Роджерс. Число частиц с пробегом 11,2 *см* также много меньше, чем установили эти авторы. Расхождения, вероятно, обусловлены использованием в их экспериментах сорбирующей слюдяной фольги. Это вызвало испускание сравнительно большого чис-

ла Н-частиц, что намного затруднило детальное изучение частиц с пробегом, превышающим 9,3 *см*.

2. Наблюдались обе группы частиц, и в том же количестве, что и раньше, когда непосредственно над источником помещались кусочки кварца и слюды.

Эксперименты с медной поглощающей фольгой показали большую опасность использования металлической фольги в работе такого рода.

3. Количество и пробег наблюдавшихся частиц не зависят от способа приготовления источника.

4. С помощью теневого метода мы показали, что частицы летят от источника или, если они образуются в газе, движутся в направлении бомбардирующей α-частицы.

5. Отклонение частиц в магнитном поле совпадает с точностью до малых экспериментальных ошибок с отклонением, которого следует ожидать, если это α-частицы, испускаемые радиоактивным источником.

6. Магнитное отклонение в вакууме определенно показало, что частицы с пробегом 9,3 *см* испускаются источником. Количество частиц с пробегом 11,2 *см* слишком мало, чтобы их можно было исследовать данным методом.

7. Частицы с пробегом 9,3 *см* появляются в обычном количестве, когда пространство, окружающее источник, откачивается.

Из этих данных, по нашему мнению, можно сделать лишь одно-единственное заключение: длиннопробежные частицы — это α-частицы, возникающие при распаде радия С. В случае частиц с пробегом 9,3 *см* доказательства однозначны. Вследствие малого количества частиц с пробегом 11,2 *см* эксперименты не могли быть выполнены так подробно и результаты менее убедительны, но нет причин сомневаться в том, что природа и этих частиц такая же. Эти две группы α-частиц, вероятно, представляют новый вид распада радия С, но любые теории о механизме их происхождения выходят за пределы данной статьи, в которой мы старались ограничиться перечислением лишь экспериментальных фактов.

Мы благодарны Херсту и Осгуду за помощь при счете, а Кроу за помощь в приготовлении источников и подготовке экспериментов.

Кавендишская лаборатория, июль 1924 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1919, **37**, 537.
2. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1921, **12**, 570.
3. *Rutherford E.* J.Chem. Soc., 1922, **121**, 400; Nature, 1922, **109**, 616.
4. *Bates L., Rogers.* Proc. Roy. Soc. A, 1924 **105**, 97.
5. *Pettersson D.* Nature, 1924, May 3, 641.
6. *Pettersson D.* Wien. Ber., 1923, **132**, 55.

1925

31

РАССЕЯНИЕ α-ЧАСТИЦ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ И ЗАКОН СИЛЫ*

(Совместно с Дж. Чадвиком)

Хорошо известно, что изучение «однократного» рассеяния α-частиц атомами представляет собой мощный метод выяснения величины и природы сил вблизи атомных ядер. В данной статье приведено описание многочисленных экспериментов по рассеянию α-частиц рядом элементов, особенно такими легкими элементами, как алюминий и магний, которые расщепляются α-частицами с испусканием протонов, и такими тяжелыми элементами, как уран, которые испытывают спонтанный распад. Была надежда таким способом получить данные не только о размерах этих ядер, но и об изменении закона сил как вблизи ядер, так и, фактически, внутри их структуры и таким образом получить информацию о том, как в действительности атомные ядра построены из своих компонентов — протонов и электронов.

В 1913 г. Гейгер и Марсден [1] провели серию тщательных экспериментов по рассеянию α-частиц для проверки правильности ядерной теории строения атома. В качестве источника сложных по своему составу α-лучей использовалась наполненная радоном трубка. Исследовалось изменение числа α-частиц, рассеянных тонкой металлической фольгой из серебра и золота в диапазоне углов рассеяния от 5 до 150°. Изменение числа частиц в зависимости от угла рассеяния находилось в хорошем согласии с теорией во всем интервале углов, что указывало на справедливость закона обратных квадратов в области между ядром и K-оболочкой электронов. По закону обратных квадратов число α-частиц, рассеянных под заданным углом, должно меняться обратно пропорционально четвертой степени скорости α-частиц; это проверялось прямыми экспериментами.

Максимальный пробег α-частиц из трубки с эманацией был, вероятно, около 4 *см*, и можно рассчитать, что расстояние наибольшего сближения для α-частиц, рассеянных под углом 150°, было равно $2{,}7 \cdot 10^{-12}$ *см* для ядер серебра и $4{,}6 \cdot 10^{-12}$ *см* для ядер золота. Даже для столь близких расстояний закон обратных квадратов применим по крайней мере приблизительно, что указывает на очень малые размеры ядер.

Экспериментальная установка не была приспособлена для точного измерения самих зарядов ядер. Применяя усовершенствованный метод,

---

* Philos. Mag., 1925, November, ser. 6, 50, 889—913.

в котором точно измерялась доля α-частиц, рассеянных примерно на 30°, Чадвик [2] непосредственно обнаружил, что в согласии с выводами Мозли заряд ядра равен атомному номеру элемента.

Хотя таким образом было показано, что закон обратных квадратов справедлив для более тяжелых элементов, эксперименты Резерфорда [3] и Чадвика и Билера [4] доказали, что при близком соударении α-частицы с атомом водорода, когда расстояние наибольшего сближения должно быть порядка $4 \cdot 10^{-13}$ *см*, закон совершенно неприменим. Не только число ядер водорода, пришедших в быстрое движение, было намного больше предсказанного теорией точечного заряда, но и изменение этого числа со скоростью было совершенно другим.

Для дальнейшего выяснения этого вопроса Билер [5] провел изучение рассеяния легкими элементами — магнием и алюминием — в интервале углов от 20 до 100°. Рассеяние на тонкой фольге этих элементов непосредственно сравнивалось с рассеянием на золотой фольге в том же диапазоне углов. Если предположить, что рассеяние в случае золота согласуется в экспериментальных условиях с законом обратных квадратов, то тогда будет отчетливо видно любое отклонение от этого закона в случае алюминия и магния. Билер нашел, что рассеяние α-частиц было меньше теоретического для обоих этих элементов и что различие было заметнее для более быстрых α-частиц. Эти результаты показывают, что закон обратных квадратов несправедлив для этих элементов в случае близких соударений с α-частицей. Он нашел, что отклонение от простого закона можно объяснить, если предположить, что сила между α-частицей и ядром обусловлена комбинацией закона отдачи, описываемого законом обратных квадратов, и закона притяжения, изменяющегося обратно пропорционально четвертой степени.

При интерпретации этих экспериментов мы должны учитывать, что некоторые соударения с ядрами алюминия и магния приводят к испусканию протонов. Без специальных экспериментов трудно оценить влияние этих распадов на величину рассеяния, но из экспериментов, описанных ниже, следует, что поправка, вероятно, мала.

В свете этих выводов важно еще раз исследовать вопрос, точно ли выполняется в случае тяжелых элементов закон обратных квадратов для самых малых возможных расстояний, на которые сближаются частицы, и определить с наиболее возможной точностью зависимость рассеяния от скорости α-частицы для более легких элементов.

Особый интерес представляет тщательное исследование закона рассеяния для элемента уран. Если мы предположим, что α-частица, испущенная при превращении урана, приобретает всю свою энергию при прохождении через поле отталкивания ядер, сразу можно рассчитать, что радиус ядер не может быть меньше $7 \cdot 10^{-12}$ *см*. Если же α-частица имеет некоторую начальную скорость, оценка радиуса будет еще большей. С этой точки зрения летящая прямо в ядро α-частица с пробегом, равным пробегу частицы, испущенной ураном, т. е. 2,7 *см*, должна проникать в его струк-

туру, тогда как α-частица, испущенная радием С, с пробегом 7 *см* должна глубоко проникать в область ядра. Исходя из этих соображений, следует ожидать, что закон обратных квадратов не будет более справедлив для близких соударений быстрой α-частицы с ядром урана.

В случае таких легких элементов, как алюминий, которые при бомбардировке α-частицами испускают протоны, очень важно установить, какая часть близких соударений приводит к испусканию протонов. Также важно исследовать, можно ли получить какие-нибудь данные о судьбе α-частицы при соударении, приводящем к распаду. Недавно Блэкетт [6] с помощью фотографий, полученных в камере Вильсона, установил, что в случае азота α-частица захватывается, когда испускается протон. Чтобы выяснить этот вопрос, мы тщательно рассмотрели распределение по скорости рассеянных α-частиц на всех исследованных нами элементах.

Постановка задачи

В экспериментах, которые будут описаны в этой статье, мы касаемся взаимодействия атомного ядра и α-частицы при близком соударении. Во многих случаях таких соударений расстояние между этими двумя частицами может быть столь мало, что может оказаться недопустимым полагать, что частица ведет себя подобно точечному заряду, т. е. что закон силы есть закон обратных квадратов. Вообще все, что можно сделать экспериментально,— это направить пучок α-частиц на ядра и считать число α-частиц, рассеянных по разным направлениям. Если мы допустим, что и импульс, и энергия частицы при рассеянии сохраняются, то экспериментально можно установить связи между тремя переменными: начальной скоростью α-частицы V, углом рассеяния φ и долей α-частиц n, рассеянных на угол, больший φ. Это соотношение было названо Дарвином [7] «соотношением столкновения» (*collision relation*). Величина n есть мера вероятности столкновения, приводящего к отклонению частицы на угол, бóльший φ, и вероятность такого столкновения будет, конечно, зависеть от сил между частицами и от их структуры. Интерпретация экспериментов заключается в построении некоторой структуры частиц и некоторого поля сил, которые дадут измеренное соотношение между n, V и φ.

Правомерность допущения, что энергия при рассеянии на таких близких расстояниях сохраняется, может быть проверена измерением скорости α-частицы, рассеянной под определенным углом. Это, однако, трудно выполнить точно, хотя грубая проверка может быть легко проведена. Кажется вероятным, что в большинстве столкновений сохранение энергии выполняется, но есть случаи, в которых, как мы уже знаем, оно не выполняется. Например, из ядра алюминия могут испускаться протоны, имеющие бóльшую энергию, чем падающая α-частица, а при бомбардировке α-частицами тяжелых ядер, таких, как золото, испускается небольшое, но вполне определенное количество γ-излучения. В этих случаях

эксперименты должны описываться более сложным соотношением, использующим еще и другие переменные. При тех столкновениях, когда ядро распадается, необходимо для известного потока α-частиц подсчитать число протонов, вылетающих под разными углами, и измерить их скорости.

Очевидно, что если эксперимент приведет к отклонению от соотношения столкновения, вытекающего из предположения точечного заряда и закона обратных квадратов, необходимо будет провести детальную серию измерений, прежде чем можно сделать какие-то определенные заключения о структуре ядра и силах вокруг него. Если к тому же многие из столкновений аномальные, т. е. не выполняется закон сохранения энергии, то проблема становится еще более сложной и может быть трудно или даже невозможно получить из эксперимента необходимую для решения информацию.

До сих пор мы не смогли провести эксперименты по рассеянию так подробно, чтобы представить себе довольно полную картину соотношения столкновения в каждом отдельном случае, но мы исследовали при подходящих условиях несколько элементов, концентрируя наше внимание на поиске отклонения от обычных законов рассеяния.

Сформулируем кратко законы, получающиеся в предположении, что частицы можно считать точечными зарядами. Пусть E, M, V — заряд, масса и скорость падающей α-частицы; m, Ze — масса и заряд ядра. Пусть после столкновения ядро движется под углом θ, а α-частица — под углом φ к начальному направлению движения α-частицы. Если импульс и энергия при столкновении сохраняются, находим

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{m \operatorname{ctg}\varphi + \sqrt{m^2 \operatorname{cosec}^2\varphi - M^2}}{M+m}$$

при $m > M$, как это обычно бывает, а скорость α-частицы после столкновения определяется выражением

$$v = \frac{V}{M+n}\left[M\cos\varphi + \sqrt{m^2 - M^2\sin^2\varphi}\right].$$

Предположим, что закон силы есть закон обратных квадратов. Тогда если p — длина перпендикуляра, опущенного из ядра на начальную линию движения α-частицы, то

$$p = \mu \operatorname{tg}\theta,$$

где

$$\mu = \frac{ZeE}{V^2}\left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m}\right).$$

Орбита α-частицы есть гипербола, и наименьшее расстояние сближения частицы с ядром определяется выражением

$$D = \mu\,(1 + \sec\theta).$$

Доля n α-частиц, рассеянных на угол, больший φ, фольгой с очень малой толщиной t, содержащей N рассеивающих ядер в 1 *см*³, будет

$$n = \pi p^2 Nt = \pi N \mu^2 \mathrm{tg}^2 \theta.$$

Расхождение с приведенными выше выражениями (если таковые имеются, конечно) можно надеяться обнаружить при больших углах рассеяния, т. е. для малых величин θ. В основной серии экспериментов, описанных в этой статье, средний угол рассеяния был 135°. Это наибольший, практически удобный угол рассеяния, и α-частица при таких условиях приближается к ядру на расстояние, отличающееся лишь на 4% от ближайшего расстояния, возможного при лобовом столкновении. Эксперименты при столь больших углах рассеяния имеют и то преимущество, что любое изменение закона силы будет проявляться более отчетливо, чем для рассеяния под острым углом. Простое рассмотрение показывает, что отклонение α-частицы происходит преимущественно вблизи апсиды ее орбиты. Эта область тем меньше, чем больше угол рассеяния. Как будет видно, такие рассмотрения особенно важны при интерпретации экспериментальных данных. Другая серия экспериментов была выполнена при угле рассеяния 90°.

В обеих сериях экспериментов угол рассеяния поддерживался фиксированным, а скорость бомбардирующих частиц изменялась установленными на пути лучей листками слюды с известной тормозной способностью. Если бы закон обратных квадратов выполнялся, число n частиц, рассеянных фольгой, было бы пропорционально V^4, где V — скорость частиц. Следовательно, nV^4 должно быть константой. При таком методе любое отклонение в законе силы сразу будет видно при сравнении числа частиц, рассеянных при разных скоростях. Дальнейшая проверка может быть получена сравнением действительного числа рассеянных частиц с числом, которого следует ожидать в условиях эксперимента на основе сформулированной выше простой теории. Это количественное сравнение эксперимента с теорией могло быть сделано лишь приближенно, так как на экспериментальной установке невозможно было непосредственно сравнивать число бомбардирующих частиц с числом рассеянных, считая их на одном и том же экране [4]. Однако прибор можно было прокалибровать, сравнивая рассеяние на каком-либо элементе с рассеянием на золоте при идентичных условиях. Как будет видно, специальные прямые эксперименты, методика которых была впервые разработана Чадвиком, показали, что рассеяние на золоте в исследованном интервале находится в хорошем согласии с простой теорией.

Экспериментальная установка

Прибор, использованный при измерении рассеяния α-частиц на средний угол 135°, схематически показан на рис. 1. Источник S находился на латунном стержне, который входил в узкую трубку T, закрепленную

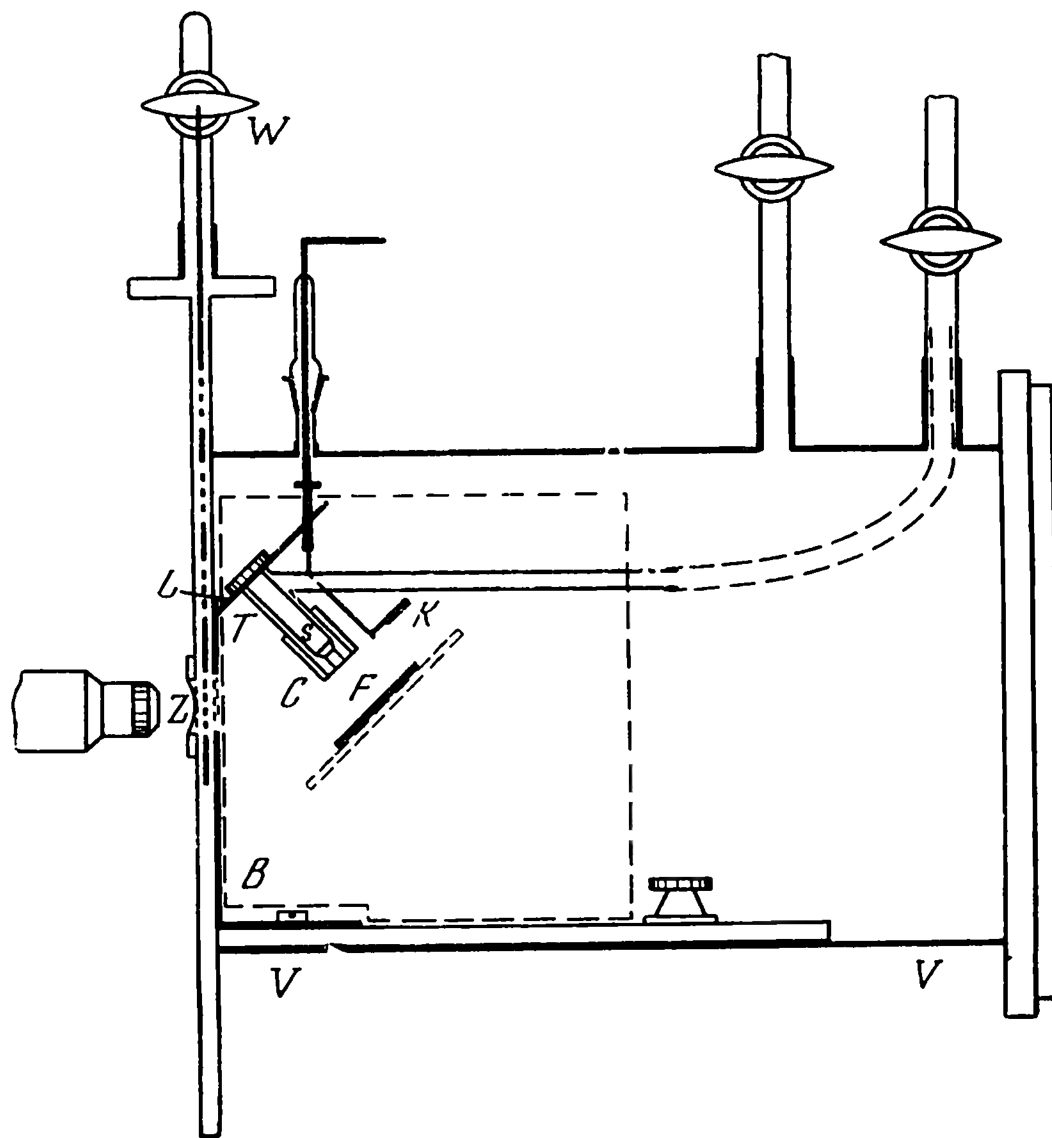


Рис. 1

на латунной плите BL в точке L под углом 45°. Конец трубки T закрывался тонким листком коллодия толщиной, эквивалентной по тормозной способности примерно 3 *мм* воздуха. Диафрагма C служила для ограничения пучка α-частиц и была изготовлена из графита для уменьшения постороннего рассеяния. Затем α-частицы падали нормально на тонкую фольгу F из исследуемого элемента. Фольга крепилась к прямоугольной рамке из графита, которая устанавливалась в рабочем положении на полосках, имеющихся на двух графитовых пластинках (изображены штриховой линией). Латунная плита BL и графитовые листки были закреплены на прочном латунном основании, которое плотно входило в латунный ящик V. Передняя часть этого латунного сосуда состояла из тонкой коробочки, в которой при помощи винта W могла передвигаться пластинка с укрепленным на ней поглощающим слюдяным экраном. Экран из сернистого цинка Z был укреплен непосредственно на ящике. В более ранних экспериментах с углом рассеяния 135° внутренний размер латунного ящика был $2 \times 6 \times 17$ *см*³. В более поздних экспериментах использовался большой ящик размерами $3 \times 9 \times 20$ *см*³. Ящик помещался между полюсами электромагнита для уменьшения свечения, возбуждаемого β-излучением в экране из сернистого цинка.

Источником α-лучей служил латунный или платиновый диск диаметром около 3 *мм*, покрытый активным осадком радия. Таким образом, α-частицы имели максимальный пробег 7 *см*, уменьшенный примерно до

6,7 *см* после прохождения через пленку коллодия фиксированной толщины. Помещая поглощающие экраны из слюды или коллодия непосредственно поверх коллодиевой пленки фиксированной толщины, можно было получать α-частицы с любым желаемым меньшим пробегом и измерять их рассеяние.

В экспериментах такого рода возможны два источника ошибок. Первый заключается в присутствии постороннего рассеяния. Избежать его насколько возможно удавалось, если все поверхности, подвергавшиеся воздействию α-лучей из источника, покрывались кусочками графита, за исключением, конечно, фольги, на которой измерялось рассеяние. Рассеяние на углероде мало, и вследствие малого атомного веса α-частицы, рассеянные под углом 135°, имели пробег лишь 0,17 от начального пробега. Например, если пробег падающей α-частицы равен 7 *см*, то после рассеяния на 135° на атоме углерода он уменьшится до 1,2 *см*. Эффект рассеяния графитовыми стенками был очень тщательно измерен. Обычно он был мал по сравнению с эффектом от исследуемой фольги.

Второй источник ошибок обусловлен «загрязнением». Когда активный осадок используется в качестве открытого источника в вакууме, то смежные с ним поверхности неизбежно приобретают небольшую активность. Эта активность может быть частично обусловлена ядрами отдачи из небольших следов радия А, присутствующего все еще в источнике, или небольшим количеством эманации, поглощенной в источнике, или, может быть, некоторой возгонкой, или механическим перемещением активного вещества. Даже очень незначительного загрязнения достаточно, чтобы исказить результаты таких экспериментов, когда мы измеряем чрезвычайно малую часть от полного числа α-частиц, испущенных источником. Во избежание таких ошибок источник был заключен в трубку T, и эта трубка откачивалась через систему, отдельную от системы откачки основного сосуда. Таким способом удавалось избежать попадания в сосуд V ядер отдачи любого активного материала или диффузии этого материала. Кроме того, через сосуд циркулировал медленный поток кислорода, поступающий через кран W, так что направление потока было от экрана из сернистого цинка к задней стенке сосуда. Это должно было свести к минимуму влияние следов эманации, которые могли диффундировать через тонкую пленку коллодия на трубке T. Давление кислорода в сосуде было от 1 до 2 *мм* рт. ст. Даже при соблюдении таких предосторожностей мы обычно обнаруживали легкое загрязнение порядка 3 или 4 частиц в минуту. На любой стадии эксперимента влияние загрязнений могло измеряться поворотом графитового экрана K, с тем чтобы закрыть щель в диафрагме C.

Обычная процедура эксперимента была следующей. Вначале измерялась γ-активность источника, и он устанавливался в рабочее положение, примерно через 20 *мин* после извлечения из эманации. За это время радий А распадался до малой величины его первоначальной активности. Поверх коллодиевой пленки устанавливался диск из слюды, уменьшающий

пробег α-частиц до требуемой величины. Пустая графитовая рамка (без рассеивающей фольги) помещалась в рабочее положение, и измерялось влияние углерода для различных поглощений на пути рассеиваемых частиц. Затем на рамке укреплялась рассеивающая фольга и считалось полное число рассеянных частиц. Время от времени в течение измерений поток падающих α-частиц перекрывался с помощью экрана K. При этом измерялся эффект, обусловленный лишь загрязнениями и естественным фоном экрана из сернистого цинка.

Эксперименты под углом 135°

В более ранних экспериментах под углом 135° расстояние от рассеивающей фольги до экрана из сернистого цинка составляло 41 *мм*. В более поздних экспериментах это расстояние было сокращено до 34 *мм*. В обоих случаях расстояние от источника до фольги достигало примерно 14 *мм*. При исследовании тяжелых элементов площадь рассеивающей фольги была около 8×8 *мм*^{2}, а толщина эквивалентна примерно 2 *мм* воздуха. Рассеяние на легких элементах было настолько малым, что приходилось использовать фольгу большей толщины и площади. Однако ни в одном эксперименте эквивалентная толщина рассеивающей фольги не превышала 5 *мм* воздуха.

Результаты наших измерений рассеяния большинством из исследованных элементов могут быть сформулированы очень кратко. В пределах точности эксперимента мы не обнаружили отклонения от простых законов рассеяния в случаях золота, платины, серебра и меди. Изменение рассеяния на золоте и серебре со скоростью α-частиц показано на рис. 2, где приведена зависимость числа рассеянных α-частиц от обратной величины энергии α-частиц. Ближайшее расстояние сближения α-частицы с ядром для данного угла рассеяния обратно пропорционально энергии частицы. Абсцисса, таким образом, соответствует также той области вокруг ядер, которая была исследована, а шкала расстояний приведена на рисунках. Штриховой линией показано число рассеяний, которого следует ожидать из простой теории. Видно, что в пределах ошибок эксперимента (около 10%) нет никаких доказательств отклонения от теории ни в изменении рассеяния со скоростью α-частиц, ни в фактической доле рассеянных частиц. Расчет абсолютной величины рассеянного пучка может быть сделан лишь приблизительно, так как расстояния, фигурирующие в расчете, малы и их трудно измерить точно; кроме того, отдельно должна быть измерена эффективность экрана из сернистого цинка. Мы предположили тогда, что рассеяние на золоте нормально, и другие элементы сравнивали с золотом как со стандартом. Как будет видно позднее, это предположение подтверждается точными экспериментами.

Следует упомянуть, что эксперименты по рассеянию α-частиц с малым пробегом, скажем меньше 3 *см*, подвержены ошибке, обусловленной «страгглингом» падающего пучка частиц. При столь малых пробегах

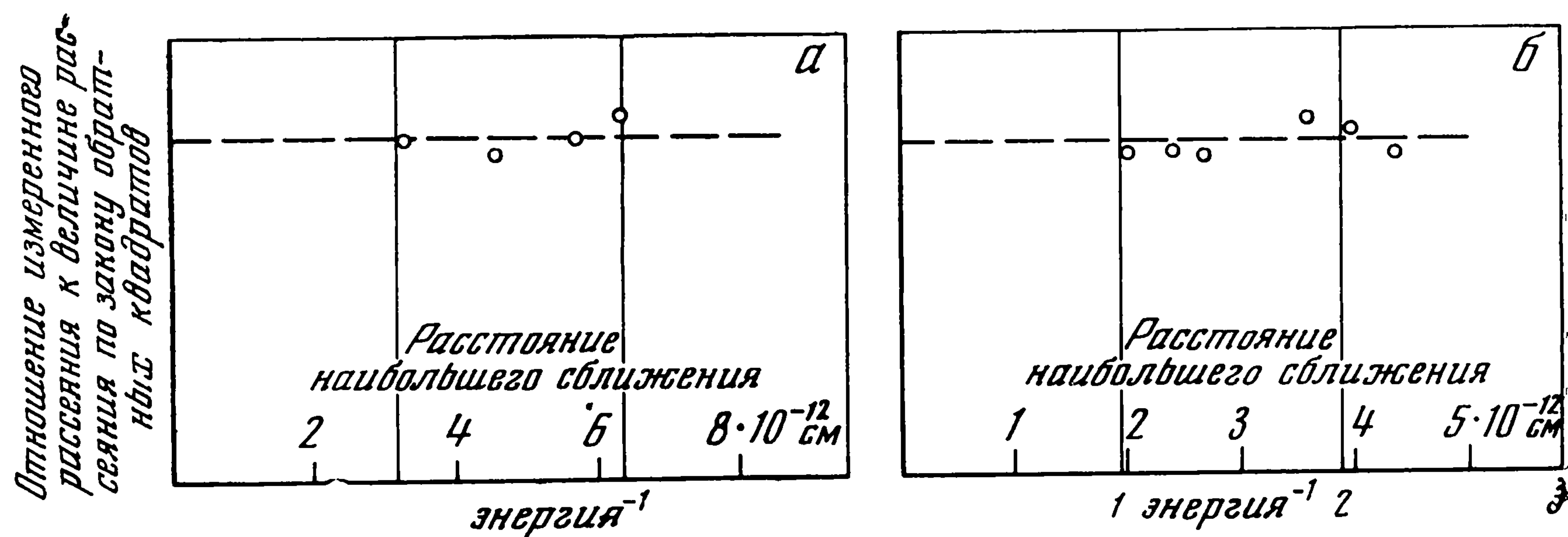


Рис. 2. Рассеяние под углом 130°

а — на золоте; *б* — на серебре

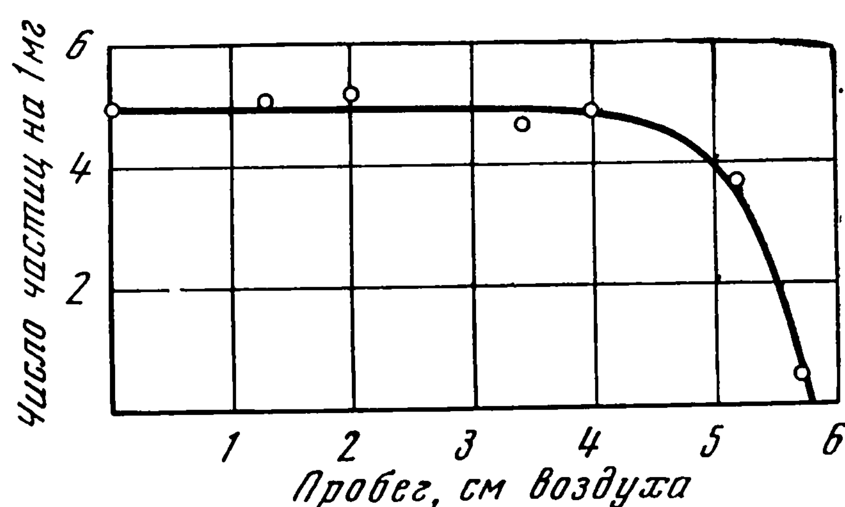


Рис. 3. Кривая поглощения частиц, рассеянных на золоте

средняя скорость частицы может быть оценена лишь приблизительно, а при пробегах, меньших 2 *см*, ошибка становится весьма значительной, ибо (что следует помнить) рассеяние возрастает как четвертая степень скорости частиц.

Распределение рассеянных частиц по скоростям было исследовано путем счета числа сцинтилляций, наблюдаемых при помещении листков слюды с различной тормозной способностью в пазы перед экраном из сернистого цинка. Результат такого эксперимента показан на рис. 3. В этом эксперименте рассеивающая фольга была из золота с тормозной способностью 2 *мм* воздуха, тогда как пробег падающих α-частиц был 6,7 *см*. Фольга была больше, чем мы обычно использовали, и угол рассеяния α-частиц, достигающих экрана из сернистого цинка, изменялся от 120 до 150°. При допущении, что энергия и импульс при соударении сохраняются, пробеги рассеянных частиц в наших экспериментальных условиях должны изменяться от 5,5 до 6,1 *см*. Мы предполагали, что кривая поглощения для такого пучка частиц будет оставаться постоянной вплоть до поглощений около 4,5 *см*, а затем монотонно падать до нуля при 6,1 *см*. Как видно из кривой, в пределах точности измерений это хорошо подтверждается экспериментом.

Насколько показали эти эксперименты, доказательств того, что простые законы рассеяния несправедливы для золота, платины, серебра и меди, не было обнаружено. Доля α-частиц, рассеянных этими элементами на средний угол 135°, изменяется обратно пропорционально квадрату

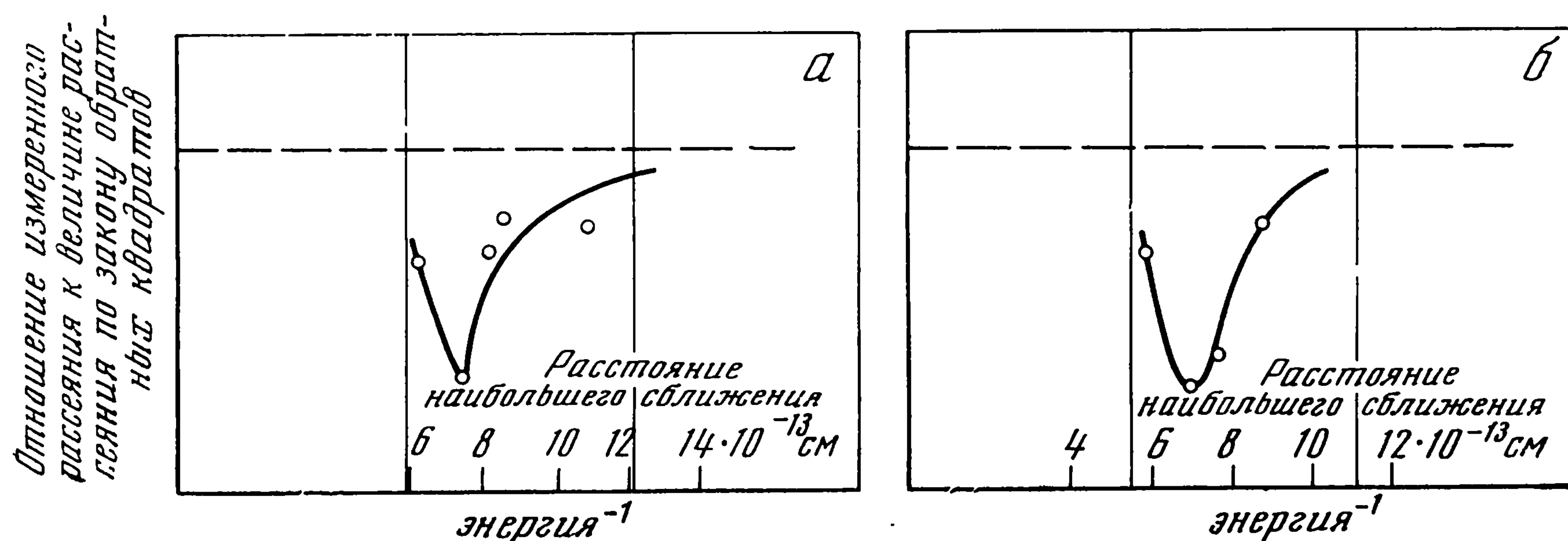


Рис. 4. Рассеяние под углом 135°

а — на алюминии *б* — на магнии

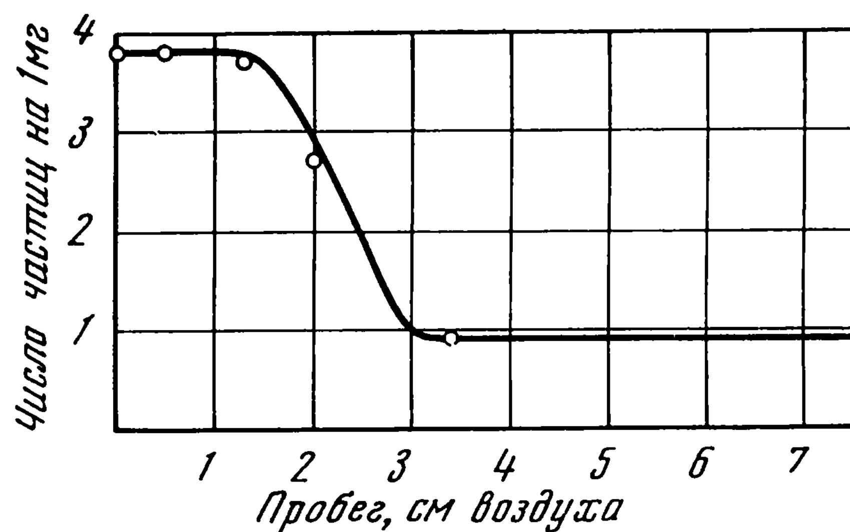


Рис. 5. Кривая поглощения частиц из алюминия

энергии падающих частиц, а пробеги рассеянных частиц совпадают с пробегами, рассчитанными теоретически.

Были также проведены эксперименты по рассеянию двумя легкими элементами — магнием и алюминием, и здесь было обнаружено очень сильное отклонение от обычных законов рассеяния. Это видно из рис. 4, на котором, как и прежде, отложена зависимость числа α-частиц в рассеянном пучке от обратной величины энергии падающих α-частиц. Штриховая линия соответствует числу, которое следует ожидать из простой теории.

Рассеяние α-частиц с пробегом 6,7 *см* было меньше теоретического и уменьшалось с уменьшением энергии падающих α-частиц, спадая до минимума для частиц с пробегом около 5 *см*. Затем рассеяние возрастало и приближалось к теоретической величине для частиц с малым пробегом. Это самый неожиданный результат, и для его подтверждения было проведено очень большое количество экспериментов. Трудности таких измерений обусловлены малой величиной рассеяния на алюминии и магнии, а также малым пробегом рассеиваемых частиц. Существенный вклад вносит рассеяние на графитовых экранах; кроме того, присутствуют Н-частицы, обусловленные распадом некоторых ядер при столкновениях. Когда пробег падающих α-частиц мал, рассеянный пучок вследствие «страгглинга» и поглощения в рассеивающей фольге состоит из частиц с широким диапазоном скоростей, и их подсчет не столь точен.

В специальной серии экспериментов на алюминии наблюдалось изменение числа рассеянных частиц с изменением пробега от 6,8 до 5,3 *см*, но другие условия были такими же. В каждой точке было сосчитано около 1000 частиц. Результаты определенно показали, что рассеяние α-частиц с пробегом 5,3 *см* было меньше рассеяния частиц с пробегом 6,8 *см*, тогда как по обычной теории оно должно было быть на 40% больше.

Кривая поглощения частиц, рассеянных на алюминии, приведена на рис. 5. Пробег падающих α-частиц был равен 6,7 *см*, а воздушный эквивалент рассеивающей фольги — 5 *мм*. Небольшое количество частиц, которые еще оставались при поглощении 3,4 *см*,— это протоны, возникающие при распаде ядер алюминия. Эта кривая будет обсуждаться позднее.

Эксперименты под углом 90°

Чтобы проверить описанные выше измерения рассеяния под углом 135°, была выполнена следующая серия экспериментов, в которых угол рассеяния составлял 90°. Экспериментальная установка показана на рис. 6. За исключением изменений в геометрии, необходимых для изменения угла рассеяния, установка точно такая же, как и в предыдущих экспериментах. Расстояние от источника до центра рассеивающей фольги было 15 *мм*, а от центра фольги до экрана — 34 *мм*. Размер фольги 14×14 *мм*^{2}.

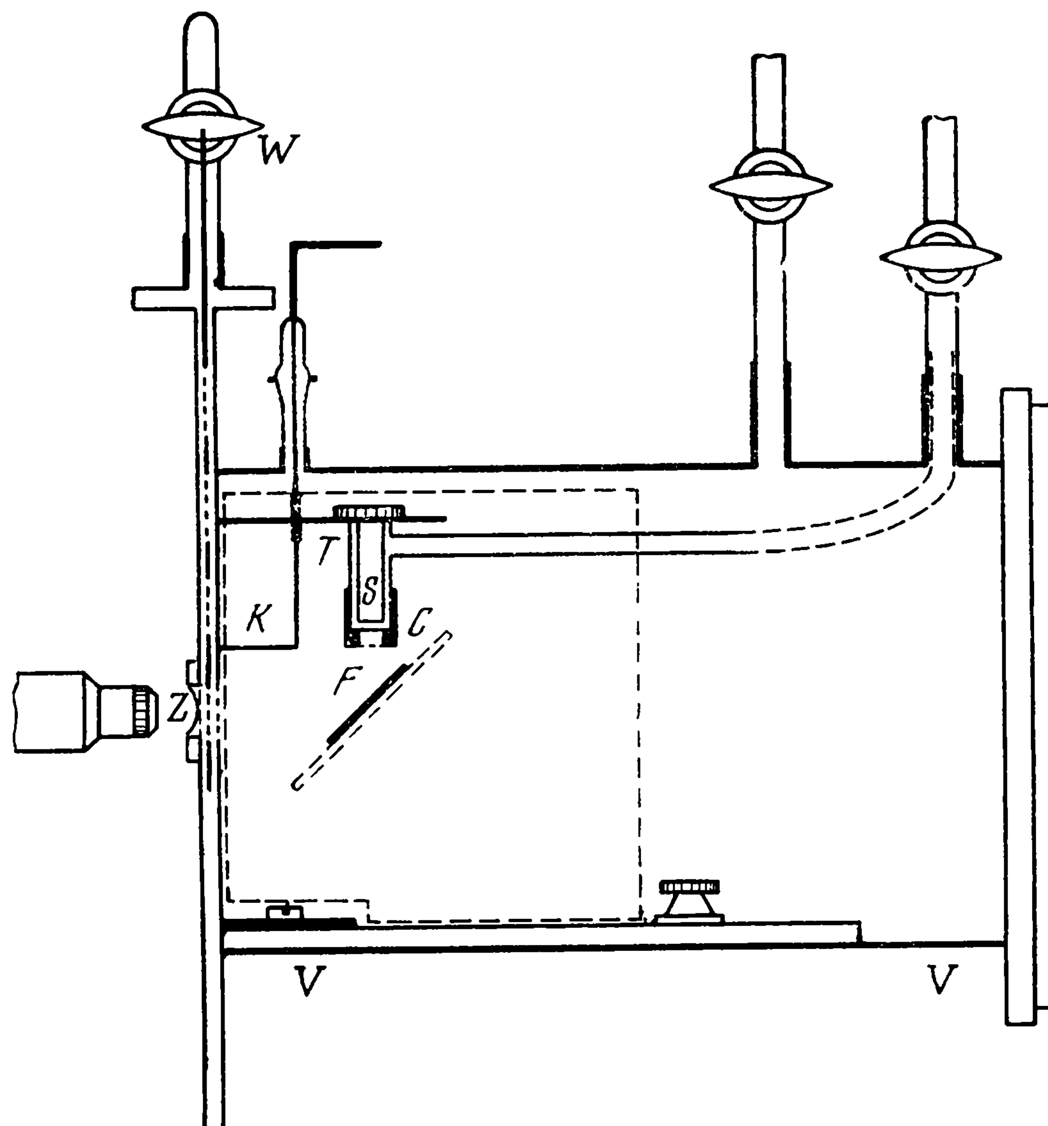


Рис. 6

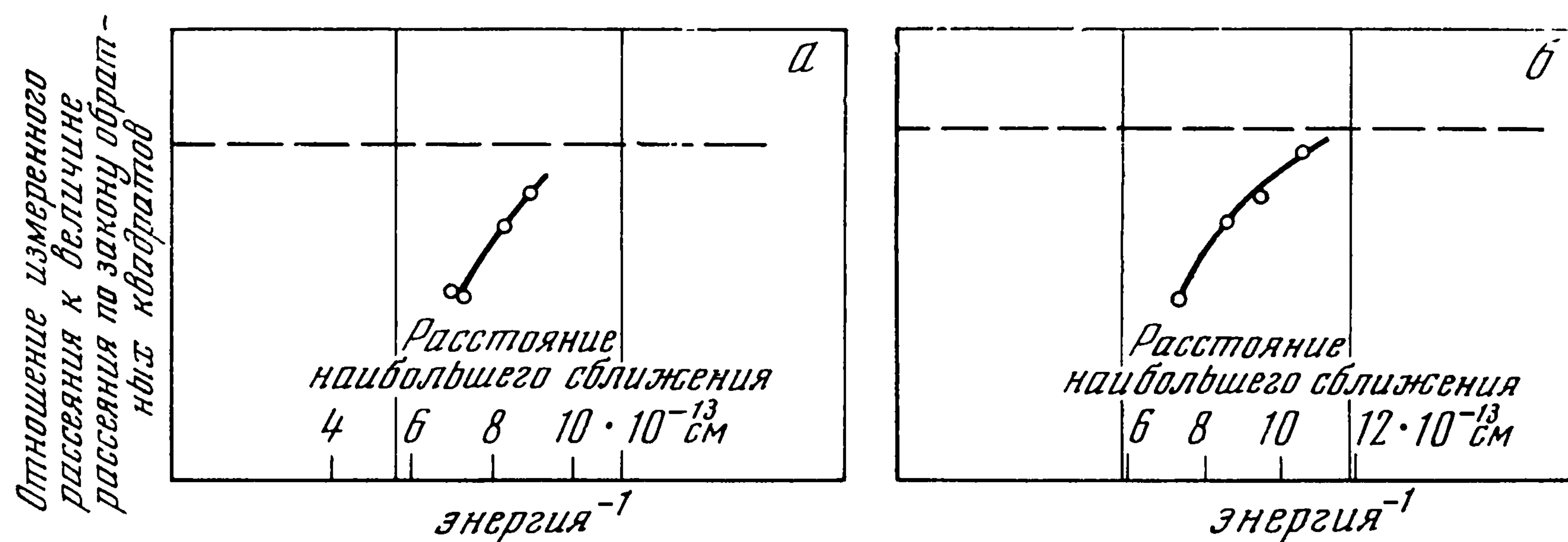


Рис. 7. Рассеяние под углом 90°

а — на магнии; *б* — на алюминии

Результаты, полученные для магния и алюминия, показаны на рис. 7. В обоих случаях фольга была эквивалентна 5 *мм* воздуха. Штриховая линия соответствует теоретической величине рассеяния, вычисленной из измерений рассеяния на тонкой золотой фольге при таких же условиях. Кривые показывают, что величина рассеяния и для магния, и для алюминия быстро уменьшается при увеличении пробега α-частиц от 4 до 6,7 *см*. Для частиц с пробегом 4 *см* рассеяние приблизительно совпадает с теоретической величиной, тогда как для частиц с пробегом 6,7 *см* рассеяние составляет примерно половину от теоретического. Если учесть изменение угла рассеяния и вытекающее отсюда изменение апсидального расстояния столкновения, то эти данные подтверждают результаты, полученные при рассеянии на угол 135°.

Эксперименты по рассеянию ураном и золотом

В этой статье мы указывали, что особый интерес представляет исследование рассеяния на уране, так как кажется несомненным, что быстрая α-частица при близком столкновении должна проникать в ядерную структуру атома урана. Поэтому мы с помощью описанного метода исследовали рассеяние на тонкой пленке урана под углом 135°. Пленка урана была приготовлена катодным распылением[1] кусочка металлического урана на пластинке графита площадью 1 *см*^{2}. Количество урана в пленке было измерено подсчетом числа испускаемых α-частиц, а также сравнением с помощью электроскопа ее активности с активностью тонкого осадка окиси урана. Измеренная таким способом толщина пленки соответствовала воздушному эквиваленту примерно 2 *мм* и весу 1 *мг/см*^{2}. Количество урана на такой площади пленки слишком мало, чтобы его можно было измерить точно.

[1] Скорость распыления была очень малой по сравнению с другими тяжелыми металлами, и пленка на стеклянной поверхности была удивительно прозрачной.

Рассеяние на этой пленке урана сравнивалось с рассеянием на золоте при тех же условиях. В пределах ошибок эксперимента рассеяние было аналогичным рассеянию на золоте; никаких указаний на отклонение от обычных законов, даже когда падающие α-частицы имели малый пробег от 2 до 3 *см*, не получено. Эксперименты с α-частицами с таким коротким пробегом проводить точно очень трудно вследствие большого «страгглинга» и вытекающей отсюда неопределенности в среднем пробеге падающих α-частиц. Число рассеянных частиц было примерно таким, как следовало ожидать из оценки толщины пленки, но, как мы упоминали, эту толщину трудно определить с необходимой точностью. Пробеги частиц, рассеянных ураном, были также тщательно исследованы, но не было никаких доказательств, что пробеги не соответствуют теоретическим величинам.

Описанные ранее эксперименты показали, что характер зависимости рассеяния на золоте от скорости падающих α-частиц соответствует закону обратной пропорциональности квадрату сил. Прежде чем мы сможем сказать определенно, что рассеяние на золоте нормально, остается показать, что наблюдаемая зависимость числа рассеяний от расстояния согласуется с расчетной величиной, или, другими словами, что заряд ядра золота, вычисленный из экспериментов по рассеянию, соответствует его атомному номеру. Для выяснения этого вопроса мы применили метод, использованный Чадвиком для измерения зарядов ядер. Этот метод имеет то преимущество, что и рассеянный, и прямой пучки считаются на одном и том же экране из сернистого цинка. Это позволяет исключить необходимость определения эффективности экрана; кроме того, геометрические условия могут быть сделаны настолько определенными, что точность эксперимента зависит в основном от вероятностных ошибок при счете α-частиц. Описание установки и методики эксперимента читатель может найти в статье Чадвика. Установка, которую мы использовали, была такая же, как и его установка; основное отличие заключалось в том, что в наших экспериментах углы рассеяния были много больше, чтобы получить соответствие расстояниям соударения в экспериментах по рассеянию на угол 135°.

Первая серия экспериментов проводилась в диапазоне углов рассеяния от 40 до 70° для падающих α-частиц с пробегом 6,7 и 4,4 *см*. Измерения с частицами с пробегом 4,4 *см* обеспечивали проверку по измерениям Чадвика, в которых угол рассеяния изменялся от 20 до 35° и α-частицы имели средний пробег 6,6 *см*. Интерпретация результатов на основе простой теории приводит к величине заряда ядра золота, отличающейся менее чем на 2% от атомного номера, а сравнение величин рассеяния частиц с различными пробегами показало, что закон обратной пропорциональности квадрату силы справедлив с хорошей точностью. Аналогичная серия экспериментов была выполнена с углами рассеяния от 65 до 100°. Был получен тот же результат, т. е. рассеяние нормально с точностью до 2%.

Эти результаты показывают, что ядра золота ведут себя как точечные заряды и что закон силы есть закон обратных квадратов для расстояний сближения, соответствующих углам рассеяния от 20 до 100°, т. е. для

расстояний от $10 \cdot 10^{-12}$ до $3{,}5 \cdot 10^{-12}$ *см* от ядра. Эти расстояния при рассеянии на угол 135° соответствуют частицам с пробегами 1,25 и 6 *см* соответственно. Эксперименты по рассеянию на этот угол показали, что оно подчиняется закону обратных квадратов для частиц с пробегами от 6,7 до 2,4 *см*. Таким образом, можно надежно заключить, что в пределах ошибок эксперимента рассеяние на золоте нормально во всем исследованном диапазоне. Это означает, что ядро золота ведет себя как точечный заряд величиной 79 *e* для расстояний сближения от $3{,}2 \cdot 10^{-12}$ до 10^{-11} *см*.

Особое внимание было уделено рассеянию ураном и золотом для расстояний сближения примерно от 6 до $8 \cdot 10^{-12}$ *см* по следующим причинам. По-видимому, ясно, что в случае урана некоторые части ядерной структуры достигают радиального размера около $7 \cdot 10^{-12}$ *см*, и общие данные по радиоактивности позволяют предположить, что ядра состоят из центральной заряженной сердцевины, окруженной рядом спутников. В наших экспериментах по рассеянию на угол 135° α-частицы приближались к ядру урана на расстояние около $7 \cdot 10^{-12}$ *см*, когда их пробег был 2,9 *см*. К сожалению, «страгглинг» пучка α-частиц очень затрудняет при столь малых пробегах проведение точных измерений, и мы не смогли обнаружить какие-либо отличия от нормального рассеяния в этой области. Трудности измерения толщины урановой пленки не позволили точно определить также абсолютную величину рассеяния быстрых α-частиц, но наши результаты указывают, что рассеяние частиц с пробегом 6,7 *см* нормально в пределах примерно 20%. Это говорит о том, что заряд той части ядра урана, которая расположена на расстоянии, меньшем примерно $4 \cdot 10^{-12}$ *см* от центра, равен с точностью до 10% нормальному заряду ядра.

Резонно предположить, что тяжелые ядра, подобные золоту, имеют структуру, схожую со структурой ядра урана, и следовательно, каких-то изменений в законе рассеяния можно ожидать для расстояний соударения около $7 \cdot 10^{-12}$ *см*. В случае золота эксперименты можно провести точно кольцевым методом, выбирая удобные углы рассеяния. Наши результаты, однако, не дают данных о каких-либо изменениях в законе рассеяния в этой области. Кажется ясным, что если в ядрах золота имеются спутники, то должны присутствовать как положительные, так и отрицательные спутники с примерно одинаковым общим зарядом, и заряд центральной сердцевины должен быть почти таким же, как полный заряд ядра.

Очевидно, очень важно исследовать с наибольшей возможной точностью рассеяние на уране и на других тяжелых элементах, чтобы выяснить, если это возможно, строение внешней части ядра.

Пробеги частиц, рассеянных на алюминии

Перед обсуждением интерпретации своеобразных кривых рассеяния на магнии и алюминии важно сравнить экспериментальную кривую поглощения рассеянных частиц, приведенную на рис. 5, с кривой, которую сле-

дует ожидать при упругих соударениях α-частиц с ядрами алюминия. В этом эксперименте налетающие α-частицы имели пробег 6,7 *см* и падали нормально на фольгу алюминия с тормозной способностью 5 *мм*. Угол рассеяния менялся от 120 до 150°. Если предположить, что и энергия, и импульс при столкновении сохраняются, то пробеги частиц в рассеянном пучке должны меняться от 1,8 *см* для частиц, рассеянных на угол 150° от задней поверхности фольги, до 3,3 *см* для частиц, рассеянных от лицевой поверхности. Кривая поглощения на рис. 5 показывает, что пробеги рассеянных частиц находятся в прекрасном согласии с такими расчетами. Обнаруженные частицы с пробегом, большим 3,4 *см*,— это протоны, высвобожденные при распаде ядер алюминия. Их число не изменилось заметно при увеличении поглощения до 7 *см*.

Результаты не говорят о наличии какого-либо числа α-частиц с короткими пробегами. Этот вопрос был исследован очень тщательно, так как всегда существует вероятность того, что наблюдаемые α-частицы обусловлены, по крайней мере частично, не обычным рассеянием, а временной радиоактивностью ядер, подвергнутых интенсивным ударам, в результате чего испускаются α-частицы. При таких условиях не следует ожидать, чтобы пробеги испущенных частиц имели то же распределение, что и для нормального рассеяния. Следует, однако, указать на то, что в условиях эксперимента за счет рассеяния на графитовых экранах всегда присутствует некоторое количество α-частиц с короткими пробегами. Это, конечно, учитывалось в оценке полного эффекта, но их присутствие усложняло наблюдения и делало их менее убедительными.

Существовала еще другая возможность, что кривая поглощения будет некоторым образом отражать судьбу α-частицы, которой удалось вызвать испускание протона из ядра алюминия, так как весьма вероятно, что α-частица, рассеянная на угол 135°, должна проникнуть в критическую область ядра. Результаты абсолютно отрицательные, и в этом отношении они говорят в пользу захвата α-частицы ядром, что согласуется с прямыми измерениями Блэкетта по распаду азота. Некоторая информация может быть извлечена из сравнения полного числа α-частиц, рассеянных на большие углы, и полного числа испущенных протонов, однако экспериментальные результаты сейчас еще слишком скудны, чтобы можно было сделать какие-либо определенные заключения. Число протонов, выбиваемых из алюминия под действием бомбардировки α-частицами с пробегом 6,6 *см*, составляло около одной четвертой числа рассеянных α-частиц. Эта величина резко уменьшается с уменьшением скорости α-частиц и очень мала для частиц с пробегом меньше 5 *см*. В настоящее время мы не в состоянии оценить, какая часть столкновений данного типа приводит к распаду. Прежде чем это можно будет сделать, нам необходимо детально знать кривую рассеяния α-частиц и распределения протонов как по направлению, так и по скорости. Мы надеемся позднее исследовать этот вопрос.

Минимальная скорость испускания протонов

В некоторых экспериментах, сделанных в прошлом году [8], мы упомянули, что протоны, высвобождаемые из алюминия, имели минимальный пробег от 13 до 14 *см* в воздухе, а протоны из серы — от 15 до 16 *см*. В экспериментах применялись тонкие пленки этих элементов, а число протонов измерялось в направлении, перпендикулярном направлению падающих частиц с пробегом 7 *см*. Не было отмечено никаких заметных изменений в числе протонов при увеличении тормозной способности поглощающих экранов, установленных на пути протонов, от 7 до 13 *см* в случае алюминия и от 7 до 15 *см* в случае серы. В данных экспериментах с рассеянием на угол 135° от направления пучка α-лучей мы не могли заметить никаких определенных изменений числа протонов, высвобождаемых из тонкой пленки алюминия, для поглощений от 3,4 до 7 *см* воздуха. Таким образом, мы показали, что в случае алюминия не наблюдается никаких изменений в числе протонов для поглощений от 3,4 до 13 *см* воздуха. Мы уже указывали, что такой результат позволяет предположить, что протоны возникают в области, где потенциал ядра составляет около 3 млн. *в*. Даже если протон высвобождается из этой области с малой или с нулевой начальной скоростью, он должен приобрести минимальную критическую скорость вылета из ядра. Эта критическая скорость составляет около $2{,}4 \cdot 10^9$ *см/сек*.

Следует указать, что, хотя согласно такой точке зрения эта критическая скорость эмиссии есть свойство ядра, на фактически экспериментально наблюдаемую минимальную скорость до некоторой степени может влиять движение ядра, обусловленное столкновением. Следует ожидать, что минимальная скорость будет несколько больше в направлении вперед, чем в направлении назад по отношению к направлению движения падающих частиц, по аналогии с разницей в максимальном пробеге частиц в этих двух направлениях.

Обсуждение кривых рассеяния

Мы видели, что кривые рассеяния на магнии и алюминии зависят не ожиданным образом от скорости α-частицы, причем минимум характерен для частиц с пробегом около 5 *см*, когда угол рассеяния равен 135°. Чтобы проверить, связано ли появление этого минимума с малым расстоянием сближения α-частицы с ядром, была проведена серия экспериментов для рассеяния на угол 90°. Было обнаружено аналогичное быстрое уменьшение рассеяния с ростом скорости α-частицы, но это происходило при более высоких скоростях, чем в предыдущих экспериментах. Наличие соответствующего минимума весьма вероятно, но он не мог быть подтвержден, так как, по-видимому, это имеет место при среднем пробеге α-частиц около 6,4 *см* — максимальном пробеге, который мог быть реализован в условиях нашего эксперимента и с источником из активного осадка радия. Сдвиг

минимума примерно такой, какого следует ожидать, если минимум кривой в обоих случаях соответствует одинаковому апсидальному расстоянию α-частицы. Если предположить для простоты, что справедлив закон обратных квадратов, то соотношение пробегов α-частиц, которые имеют одинаковые апсидальные расстояния для рассеяния под углами 90 и 135°, равно 1,16. Измеренное отношение равно примерно 1,2.

Перед тем как рассматривать возможные объяснения кривых рассеяния, важно уяснить действительные расстояния, имеющие место при таких плотных столкновениях. Предполагая, что справедлив закон обратных квадратов, получим, что апсидальное расстояние для α-частицы с пробегом 7 *см* при лобовом столкновении с ядром алюминия равно $5{,}7 \cdot 10^{-13}$ *см*. Соответствующее расстояние для частицы с пробегом 2 *см* равно $13 \cdot 10^{-13}$ *см*. Эти расстояния очень малы, будучи сравнимы с размерами электрона или α-частицы. Из экспериментов по столкновениям α-частиц с ядрами водорода Чадвик и Билер сделали вывод, что закон обратных квадратов справедлив снаружи сфероидальной области вокруг α-частицы с полуосями около $4 \cdot 10^{-13}$ и $8 \cdot 10^{-13}$ *см*. Внутри этой области силы возрастают очень резко. Видимо, что эта оценка «размеров» α-частицы, или скорее области, где силы аномальны, того же порядка, что и расстояния, имеющие место при близких столкновениях α-частицы и ядра алюминия или магния. Если эти рассуждения правильны, то нельзя больше предполагать, что силы между сталкивающимися ядрами соответствуют точечным зарядам, так как мы имеем дело, вероятно, со случаем взаимного проникновения двух сложных ядерных структур сходных размеров. Стоит заметить, что расстояние, на котором, очевидно, закон обратных квадратов становится неприменимым для алюминия и магния, примерно равно расстоянию, наблюдаемому при плотных столкновениях α-частицы с ядром водорода. Это может быть случайным совпадением, но, с другой стороны, может указывать и на то, что структура α-частицы, по крайней мере частично, ответственна за аномальное рассеяние, обнаруженное для алюминия и магния. К сожалению, наши знания структуры как α-частицы, так и других ядер или сил, действующих между ними, слишком поверхностны, чтобы можно было дать сколько-нибудь определенный ответ на этот вопрос.

Хотя обычные законы столкновений до сих пор достаточно хорошо объясняли рассеяние α- и β-частиц, всегда следует иметь в виду возможность, что в специальных случаях рассеяние может каким-то образом подчиняться квантовым условиям. Например, величина рассеяния под определенным углом может измениться, если момент количества движения α-частицы по отношению к ядру $pMV = nh/2\pi$, где n — целое число.

При рассеянии α-частицы на угол 135° ядром алюминия можно рассчитать, что $pMV = h/2\pi$, где $V = 2{,}3 \cdot 10^9$ *см/сек*. Если $n = 2$, то $V = 1{,}15 \cdot 10^9$ *см/сек*. Соответствующие пробеги для этих скоростей равны 12,5 и 1,6 *см*. При рассеянии на угол 90° соответствующие скорости равны 5,6; 2,8; $1{,}87 \cdot 10^9$ *см/сек* для $n = 1, 2, 3$ соответственно. Средняя скорость между $n = 1$ и $n = 2$ для рассеяния на угол 135° соответствует пробегу

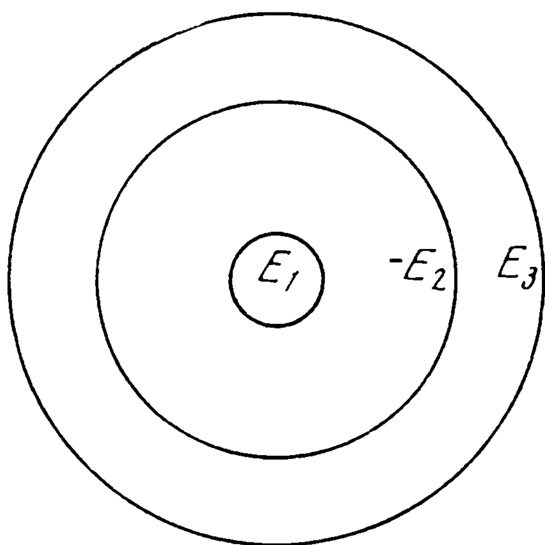


Рис. 8

5,3 *см*, что вполне согласуется с пробегом, для которого рассеяние минимально. Однако согласия с экспериментом, когда подобные предположения сделаны для рассеяния на угол 90°, нет. Поэтому можно сделать вывод, что описанное выше совпадение случайно и что минимум на кривой рассеяния не может быть объяснен таким образом.

Мы уже указывали, что Билер пытался объяснить отклонение рассеяния на алюминии и магнии от закона обратных квадратов, предположив, что два ядра, о которых идет речь, ведут себя как точечные заряды и что на обычные силы отталкивания накладывается сила притяжения, изменяющаяся обратно пропорционально четвертой степени рассеяния. Было показано, что такая точка зрения объясняет постепенное отклонение от нормального рассеяния, наблюдаемое при увеличении скорости α-частиц. При таком предположении, однако, трудно объяснить внезапное увеличение рассеяния, наблюдаемое для наиболее быстрых α-частиц, если не допустить, что при столь близких расстояниях в игру вступают какие-то другие факторы.

При взгляде на кривые рассеяния для этих двух элементов само собой напрашивается очевидное общее объяснение. Предположим для простоты, что α-частицу можно рассматривать как точечный заряд и что аномальное рассеяние должно быть приписано сложной структуре ядер алюминия или магния. Это предположение обратно допущению, сделанному при объяснении столкновений α-частиц с Н-ядрами, где сложная структура приписывалась α-частице. Допустим также, что ядро алюминия — сложная система, состоящая из заряженной центральной сердцевины, окруженной спутниками, которые представляют собой новое распределение положительных и отрицательных зарядов. Чтобы проиллюстрировать эффект, которого следует ожидать при рассеянии, допустим, что центральная сердцевина с зарядом E_1 окружена на соответствующем расстоянии оболочкой с зарядом — E_2, а снаружи этой оболочки — еще одной оболочкой с зарядом E_3 (рис. 8). Вне этой системы сложное ядро соответствует точечному заряду $E = E_1 - E_2 + E_3$.

Если предположить, что закон обратных квадратов справедлив, то снаружи оболочки E_3 на α-частицу действует сила от заряда E, между оболочками E_3 и E_2 — центральная сила от заряда $E - E_3$, а между оболочками E_2 и E_1 — центральная сила от заряда $E + E_2 - E_3$. Ясно, что снаружи области E_3 рассеяние будет нормальным. Внутри оболочки E_3 будет резкое падение величины силы и внутри оболочки E_2 — снова резкое увеличение. Путем расчета можно показать, что для частиц, проникающих в оболочку E_3, но не в E_2, рассеяние будет меньшим, чем для заряда E, и будет постепенно отклоняться от нормального по мере приближения к оболочке E_2. Если α-частица достаточно быстрая, чтобы про-

никнуть в E_2, она попадает сразу в более сильное поле, и рассеяние снова возрастает. Можно рассчитать, что такое составное ядро будет давать отклонение в рассеянии, очень схожее с отклонением, обнаруженным для ядер алюминия или магния, если только мы возьмем соответствующие значения E_2 и E_3 и подберем расстояние от центра до оболочек. Хотя мы понимаем, что предположения, сделанные в этой грубой модели, не могут быть реализованы в действительной структуре ядра, вполне возможно, что аномальное рассеяние на этих ядрах может быть обусловлено структурой такого типа. Как отмечалось раньше, данные по радиоактивности наводят на мысль о существовании подобного типа сателлитной структуры урана и других радиоактивных элементов. Неудача попытки обнаружения аномального рассеяния на уране или на золоте может указывать на то, что положительные и отрицательные заряды сателлитов почти компенсируют друг друга. Возможно, что спутники состоят из заряженных дублетов, в которых заряды разделены расстоянием порядка $3 \cdot 10^{-13}$ *см*. Распределение таких нейтральных дублетов было бы трудно обнаружить при рассеянии на уране, но возможно привело бы к заметному эффекту при рассеянии на алюминии и магнии, где расстояния при столкновении примерно такие же, как длина дублета.

Прежде чем проводить дальнейшее обсуждение этого вопроса, желательно иметь более точную информацию о рассеянии частиц рядом легких элементов и, в частности, выяснить, наблюдаются ли всегда такие же особенности в рассеянии. Это потребует проведения большого числа опытов.

В заключение следует сделать некоторую ссылку на тот факт, что минимум на кривой рассеяния для алюминия приходится примерно на такую же скорость α-частицы, для которой впервые наблюдалось высвобождение протона. Например, мы показали, что число протонов, вылетевших из алюминия, когда пробег α-частицы меньше 4,9 *см*, очень мал, тогда как минимум на кривой рассеяния приходится примерно на этот пробег. Минимум соответствует потенциалу около 3 млн. *в*, и, как было уже указано, минимальная скорость вылета протонов из алюминия соответствует примерно этому же потенциалу. Это говорит о том, что протоны не высвобождаются, пока α-частица не проникнет в систему спутника.

Мы благодарны Осгуду и Херсту за помощь при счете, а Кроу за помощь в изготовлении источников и проведении экспериментов.

Кавендишская лаборатория, июль 1925 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Geiger H.*, *Marsden E.* Philos. Mag., 1913, **25**, 604.
2. *Chadwick J.* Philos. Mag., 1920, **40**, 734.
3. *Rutherford E.* Philos. Mag., 1919, **37**, 537.
4. *Chadwick J.*, *Bieler E.* Philos. Mag., 1921, **42**, 923.
5. *Bieler E.* Proc. Roy. Soc. A, 1924, **105**, 434.
6. *Blackett P.* Proc. Roy. Soc. A, 1925, **107**, 349.
7. *Darwin C.* Philos. Mag., 1921, **41**, 486.
8. *Rutherford E.*, *Chadwick J.* Proc. Phys. Soc. London, 1924, **36**, 417.

ПРЕЗИДЕНТСКАЯ РЕЧЬ СЭРА ЭРНЕСТА РЕЗЕРФОРДА НА ЕЖЕГОДНОМ СОБРАНИИ КОРОЛЕВСКОГО ОБЩЕСТВА 30 НОЯБРЯ 1928 ГОДА*

За последний год наше Общество понесло необычайно тяжелые потери в связи с кончиной трех иностранных членов, тринадцати действительных членов, двух членов, избранных по Уставу 12, виконта Халдана, графа оксфордского и асквитского. Хотя основной круг интересов лорда Халдана лежал в юридической и административной областях, он всегда глубоко интересовался наукой и ее философией и оказал неоценимую помощь делу университетского образования.

Смерть профессора П. фон Грота, иностранного члена нашего Общества, последовавшая в возрасте 84 лет, лишила минералогию заметной фигуры. Известный исследователь и писатель, редактировавший в течение 39 лет журнал «Zeitschrift für Krystallographie und Mineralogie», он оказывал широкое влияние на развитие науки, которой занимался, и внес заметный вклад в наши знания не только собственными исследованиями, но и трудами своих учеников.

Смерть Гендрика Антуана Лоренца, иностранного члена Королевского общества и Нобелевского лауреата, лишила физическую науку одной из величайших фигур нашего времени. Он останется в памяти в основном за заслуги в развитии максвелловской электромагнитной теории, которой он придал большую точность и поднял до уровня достижений современной экспериментальной физики, разбив максвелловский электрический заряд на облачки электронов. Особого внимания заслуживает его объяснение недавно открытого эффекта Зеемана с точки зрения движения электронов внутри атома. Одновременно с Лармором он исследовал и рассмотрел эффекты, вызванные движением электрической системы через «эфир». Кульминацией этой части его работы было доказательство того, что влияние такого движения можно точно учесть с помощью изменения масштаба времени и пространства в движущейся системе. Уравнения, описывающие этот результат, повсеместно известные как «преобразование Лоренца», стали фундаментом теории относительности.

В последние годы жизни он по праву и с общего согласия играл ведущую роль на любом европейском конгрессе по физике. Те, кто видел его председательствующим на таких собраниях, никогда не забудут его неизменный такт и вежливость, его благожелательность и доброту ко всем,

---

* Proc. Roy. Soc., 1929, ser. A, **122**, 1—23.

его тонкое остроумие, ораторское искусство и владение иностранными языками, а также громадный запас научных познаний, которыми он всегда щедро делился.

По поручению Общества я присутствовал на похоронах Лоренца в Гарлеме, принявших характер национального события, что свидетельствовало о том высоком уважении, которое питали к Лоренцу его соотечественники. Выступая на похоронах, профессора Эренфест, Ланжевен, Эйнштейн и я воздали должное личности Лоренца и его трудам.

Метеорология потеряла В. Дайнеса, выдающегося новатора в изучении верхней атмосферы, умершего в возрасте 73 лет. С помощью воздушных шаров и змеев, а также измерительной аппаратуры собственной конструкции Дайнес одним из первых предпринял систематическое изучение метеорологического состояния верхней атмосферы. За 20 лет пребывания в Метеоуправлении на посту руководителя исследований верхней атмосферы он принес большую пользу любимой им науке.

Сэр Обри Страхан, умерший 4 марта, с 1920 г. был директором Геологического управления Великобритании и ведущим авторитетом по стратиграфической геологии нашей страны, особенно по стратиграфии угольных полей. Он был президентом Лондонского геологического общества и членом Королевской комиссии по угольным месторождениям. Выбранный в наше Общество в 1903 г., он сделал много полезного для Совета и комитетов Общества, занимая в последние месяцы жизни пост председателя Комитета по составлению проекта доклада о музеях и публичных выставках.

В лице сэра Дэвида Ферье, который умер на 87-м году жизни, мы потеряли инициатора исследования физиологии мозга, чьи экспериментальные работы заложили фундамент всех современных знаний о локализованных функциях коры мозга и таким образом открыли новую эпоху в медицинской диагностике болезней и повреждений мозга и в их лечении хирургическим путем. Ферье был одним из основателей Физиологического и нейрологического общества и участником той небольшой группы, которая основала в 1878 г. журнал «Мозг», имеющий целью рассмотрение вопросов нейрологии в ее широчайших экспериментальных и клинических аспектах. Заслуженный и умелый врач, работавший многие годы, он до преклонного возраста сохранил восторженный интерес к развитию нейрологии экспериментальным методом. В 1906—1908 гг. он был вице-президентом нашего Общества, членом которого ко дню своей смерти он состоял 52 года.

Ранняя смерть Теодора В. Ричардса, директора Лаборатории имени Гиббса в Гарвардском университете, Нобелевского лауреата по химии, иностранного члена нашего Общества и лауреата медали Дэви,— тяжелая потеря для науки. С молодых лет Ричардс посвятил себя точному определению атомных весов элементов и ввел в употребление много новых методов, приведших к значительно возросшей точности в измерении этих основных констант. Значение его работы признано во всем мире, и его ла-

боратория в Гарварде привлекла много молодых исследователей со всех концов мира. Он очень интересовался сжимаемостью атомов и молекул и сделал множество точных измерений в этой области. Человек широких интересов, он располагал к себе и имел много друзей в нашей стране.

Ганс Фредерик Гадов, немец по рождению, но британский подданный с 1884 г., многие годы был преподавателем и лектором расширенного курса морфологии позвоночных в Кембридже. Его исследования и публикации по анатомии позвоночных, а особенно по анатомии птиц, рептилий и амфибий имели огромное и стимулирующее влияние на зоологию. Натуралист и в то же время анатом, он искал любую возможность увидеть в естественных условиях изучаемые им разновидности. Ради этого он держал многих животных в собственном саду и совершал путешествия в пещеры и горы северной Испании и Мексики. Человек здорового и восторженного темперамента, он останется в благодарной памяти многих воспитанников Кембриджа как популярный и уважаемый преподаватель.

Джон Хорн, бывший заместитель директора Геологического управления Великобритании, возглавлял Геологическое управление Шотландии с 1901 по 1911 г. В соавторстве со своими коллегами он написал важные работы по структуре северо-западных шотландских Высоких гор и по силурийским скалам Шотландии. До самой смерти, которая последовала в возрасте 80 лет, он занимался завершением работы по геологии Шотландии, начатой в содружестве с покойным Б. Пичем.

Сэр Джон Торникрофт, умерший на 85-м году жизни, стал членом Общества в 1893 г. Он был учеником Кельвина и Ранкина в Глазго и начал постройку малого быстроходного судна на Темзе почти одновременно с сэром Альфредом Ярроу. В 1877 г. он создал для Адмиралтейства свой первый торпедный катер, за которым быстро последовал ряд других судов, включая построенный в 1907 г. океанский эсминец «Тартар», достигший благодаря турбинам Парсонса скорости 35,6 узла. Со временем его верфь перевели в Саутгемптон, где во время войны были спущены на воду вереница эсминцев и флотилия лидеров. Последние годы своей жизни он посвятил некоторым проблемам, которые волновали строителей скоростных судов; для этих целей он использовал маленький водоем, специально построенный на полигоне.

Чарлз Кри, окончив университет в Абердине, пришел в Кембридж. Он стал шестым ренглеровским профессором в 1883 г. и в 1885 г. прошел по конкурсу в Королевский колледж. В 1893 г. его назначили директором обсерватории в Кью — пост, который он с блеском занимал вплоть до своей отставки в 1925 г. Он опубликовал много оригинальных статей по вопросам, связанным с земным магнетизмом, атмосферным электричеством и упругостью. Международная репутация и значение его работ получили высокую оценку, и он был награжден медалью Хьюджеса Королевского общества.

Сэр Гораций Дарвин, сын Чарлза Дарвина, получил инженерное образование. Он надолго останется в памяти как человек, применивший ин-

женерные принципы и преобразовавший производство научных приборов в нашей стране. Вскоре после того, как преподавателем физиологии в Кембридже стал Майкл Фостер, Дарвин совместно с Дью Смитом начал изготавливать приборы для новой лаборатории. Работа расширялась и со временем вылилась в Кембриджскую компанию научных приборов, во главе которой в качестве председателя и вдохновляющего гения встал Дарвин. Многие приборы он сконструировал собственноручно, а практически все носили отпечаток его идей. Он был одним из первых, кто применил принципы геометрического конструирования, заложенные Кельвином и Максвеллом. За последние 50 лет конструкции приборов претерпели очень существенные изменения. Дарвин был душой этого развития, другом, готовым всегда помочь тем, кто приходил к нему за советом.

Дайэрмид Ноэль Патон за 22 года пребывания на посту профессора физиологии в университете Глазго стал выдающимся и умелым преподавателем-энтузиастом — исследователем проблем, возникающих в различных областях его науки. Он одним из первых среди британских физиологов исследовал вопросы обмена веществ, а позднее вместе со своими учениками многие годы посвятил экспериментальному изучению функций околощитовидной железы. В век возрастающей специализации он заметно выделялся широтой своих познаний и интересом к физиологии и ее практическим применениям в социологии и медицине.

Г. Брайян был выдающимся специалистом в прикладной математике. Его ранние работы касались гидродинамики, термодинамики и кинетической теории газов. Позднее его внимание привлекла авиация. Он первым исследовал устойчивость полета, рассматривая движущийся аэроплан как систему, подверженную малым колебаниям около состояния устойчивого движения, тем самым заложив основы теории устойчивости в авиации.

Смерть на 83-м году сэра Чарлза Тоумза лишила наше общество великого начинателя изучения зубной анатомии. Продолжая работу своего отца, также члена нашего Общества, он, можно сказать, основал науку сравнительной зубной гистологии. Как член и казначей Главного медицинского совета он в значительной степени способствовал повышению уровня научного обучения практиков зубной хирургии.

Недавно ушел от нас сэр Александр Кеннеди, свыше 40 лет состоявший членом нашего Общества. В 1874 г. он стал профессором машиностроения в Университетском колледже на Гауэр Стрит и основал там первую лабораторию машиностроения в нашей стране, придумав метод обучения, который широко распространился у нас и за границей. Он одним из первых осознал необходимость расположения строительной техники на прочном техническом фундаменте и в значительной степени способствовал введению в практику испытательных машин. Уйдя в отставку с профессорской должности в 1889 г., он занялся практикой как инженер-консультант и в качестве такового проектировал электростанции для выработки энергии и освещения во многих районах империи. Он был человеком разносторонних интересов и в последние годы по сделанным им фотографиям развалин

Пе́тра ознакомил мир с некоторыми чудесами цивилизации, центром которой она некогда была.

Сэр Хью Керр Андерсон, глава Каиус колледжа в Кембридже с 1912 г., избранный в наше Общество в 1907 г., к моменту смерти, которая последовала в возрасте всего 63 лет, был членом нашего Совета. Вернувшись в Кембридж в 1891 г. после завершения медицинского образования в Лондоне, он самозабвенно и весьма успешно посвятил последующие 14 лет исследованиям и преподаванию в избранной им области физиологии. Он был одним из исследователей, которые в то время разгадывали сложности автономной нервной системы и создавали теперь повсюду принятую концепцию ее функций. Ряд классических работ, выполненных им совместно с покойным профессором Лэнгли, и его более поздняя и независимая работа о сложных реакциях зрачка глаза представили его научному миру как многообещающего мастера своего дела. В то же время Андерсон проявлял неизменный интерес к каждому, кто занимался в тот период в Кембридже исследованиями или изучением физиологии, и всегда был готов оказать поддержку и личную помощь. После 1905 г. признанные способности к административным вопросам отвлекли его, всегда ищущего и настойчивого, от исследовательской работы к более широким делам его колледжа и университета. В качестве члена Королевской и Уставной комиссий и на многих других постах он оказал неоценимые услуги Кембриджу, науке и образованию и тем заслужил почет и симпатии далеко за пределами своего университета и нашего Общества.

Переходя к другим вопросам, я скажу несколько слов о событиях минувшего года, представляющих интерес для нашего Общества. По истечении принятого срока сэр Ричард Глейзбрук ушел сейчас в отставку с поста секретаря по иностранным делам, и я рад воспользоваться возможностью, чтобы выразить ему здесь благодарность от имени Общества за полезную деятельность. В трудное время он очень умело представлял наше Общество на собраниях Международного исследовательского совета и был неутомим, ведя переписку по международным вопросам. Мы счастливы приветствовать в качестве его преемника сэра Генри Лайонса, представлявшего вместе с сэром Ричардом Глейзбруком Общество на международных встречах. Его широкий опыт в этом направлении привел к назначению его секретарем Международного исследовательского совета после Артура Шустера, недавно ушедшего в отставку с этого важного поста. Со времени основания Геофизического союза он был его ответственным секретарем.

Перед собранием 21 июня я имел удовольствие принять для Общества портрет нашего предыдущего Президента сэра Чарлза Шеррингтона, выполненный мистером Р. Ивсом и преподнесенный сэром Джоном Роузом Бредфордом от имени подписчиков. Общество гордится, что имеет этот портрет, который украшает теперь стены этого здания, и я думаю, что

все согласятся с тем, что автору удалось добиться великолепного сходства с моим выдающимся предшественником. Портрет будет служить постоянным напоминанием о том, чье большое и ощутимое еще и сейчас служение науке и нашему Обществу мы с благодарностью признаем.

Я уже говорил о смерти старейшего исследователя сэра Дэвида Ферье. Его друзья и почитатели собрали фонд в 1000 фунтов стерлингов, который они предоставили Обществу для организации лекций его имени. Общество с благодарностью приняло этот подарок, так что в будущем на биологическом отделении в дополнение к хорошо известной крунианской лекции будет проводиться «лекция Дэвида Ферье», тема и время которой будут определены в дальнейшем.

Следует вспомнить, что в 1922 г. наше Общество ввело новшество, учредив профессуру Королевского общества. С помощью фонда Фулертона, завещанного Обществу, и щедрого дара сэра Альфреда Ярроу мы смогли за последние несколько лет назначить пять профессоров: двух фулертоновских профессоров медицины и трех ярроуских профессоров физики. Основная цель нашего Общества — «улучшение знаний о природе» с помощью открытий, а главное направление открытий должно зависеть от исследований. Общество пыталось достичь этой цели двумя путями: во-первых, учредив стипендии для студентов и выпускников, всего шесть, включая стипендии Сорби, Фулертона, Маккинона, Мозли, Тиндала и «стипендию оружейников и медников», которые присуждаются молодым людям, подающим заметные надежды как исследователи; во-вторых, учредив профессуру, которой удостаиваются те, кто уже в течение длительного периода показал выдающиеся творческие способности в развитии нашего познания опытным путем. Ожидается, что те, кто удостоился такого звания, полностью посвятят себя исследованиям и будут освобождены от повседневных обязанностей по обычному преподаванию и административным делам.

Королевское общество не располагает собственными лабораториями, поэтому такую профессуру можно организовать в любом научном учреждении, которое способно создать подходящие условия для исследований. Положительная сторона такой схемы административного устройства заключается в том, что Королевское общество не соревнуется с существующими институтами, а сотрудничает с ними и укрепляет их. До сих пор все назначения наших профессоров были проведены так, что они продолжали работу в своих прежних лабораториях, и мы благодарны университетам и научным учреждениям за сердечность и великодушие, с которыми они сотрудничали с Королевским обществом в этом направлении.

Создание Обществом исследовательской профессуры было по сути экспериментом, но, я думаю, все согласятся, что этот эксперимент несомненно увенчался успехом. Мы счастливы, что смогли привлечь некоторых из наших способнейших и наиболее самобытных ученых, которые с усердием и энтузиазмом посвятили себя исследованиям, чему служит подтверждением высокое качество выполненной ими работы. С основания первой

профессуры прошло шесть лет, поэтому представляется желательным дать краткий обзор некоторым работам, выполненным нашими профессорами. В столь ограниченное время сделать это трудно, но я надеюсь, что меня простят за краткость этого обзора.

Профессор А. Фаулер, который был назначен ярроуским профессором 1 декабря 1923 г., продолжал исследования в Астрофизической лаборатории Имперского колледжа науки и технологии. Повсеместно признанный одним из искуснейших наших экспериментаторов в области спектроскопии, он за время своего пребывания на этом посту прислал в наши «Труды» ряд важных статей, которые далеко продвинули наши познания о типах колебаний атомов, лишенных одного или более от своего нормального числа электронов.

Его внимание было привлечено главным образом к созданию и анализу спектров некоторых легких элементов при последовательных стадиях ионизации, включая углерод, азот, кислород и кремний. Эти спектры важны не только с теоретической точки зрения, но и в приложении к интерпретации спектров горячих звезд. Он получил точные данные в широком диапазоне экспериментальных условий, перекрывающих спектр от крайнего ультрафиолета до инфракрасной его части. Исследование этих спектров представляло значительные экспериментальные трудности, особенно в связи с исключением влияния примесей. Результаты, полученные для азота и кислорода, уже нашли крайне интересное применение и использованы Боуэном для интерпретации ранее не идентифицированных линий в спектрах газовых туманностей. В то же время Фаулер руководил работой ряда докторантов и ассистентов в Имперском колледже; некоторые из них опубликовали ценные статьи по спектроскопии.

Профессор Дж. Тейлор, который получил пост ярроуского профессора 1 декабря 1923 г., продолжал свои исследования в Кавендишской лаборатории в Кембридже. Профессор Тейлор обладает редкой комбинацией способностей к детальному математическому анализу и постановке и проведению трудных экспериментов. Особенно он интересовался изучением видов искажений монокристаллов, подвергнутых однородной деформации. Обычные промышленные испытания, применяемые к образцу металла, дают просто среднее напряжение по большому числу кристаллических зерен. Открытие методов изготовления монокристаллов металлов впервые позволило узнать направление и величину напряжения по всему кристаллу. Профессор Тейлор и его сотрудники определили соотношение между напряжением, деформацией и кристаллическими осями для алюминия, железа и некоторых других металлов, что позволило получить чрезвычайно интересные и важные результаты. Эта работа была продолжена другими исследователями в нашей стране и за границей и была расширена на случаи, когда напряжение переменно.

Я могу лишь мимоходом сослаться на постоянный интерес Тейлора к проблемам гидродинамики — области, где он сделал вычисления, приведшие к предсказаниям, касающимся движения жидкости и поведения

тел, погруженных в жидкость. Они были подтверждены простыми опытами, продемонстрированными нашему Обществу. Недавно он обратил внимание на сжимаемость потока воздуха позади тел, движущихся с большими скоростями. Ныне эта проблема приобрела большое значение в аэронавтике вследствие быстро возрастающих скоростей авиации, но имевшиеся до сих пор трудности математического анализа мешали более чем ограниченным успехам в создании динамической теории. Профессор Тейлор изобрел машину, нечто вроде механического математика, с помощью которой можно решать задачи о потоке, до сих пор недоступные математикам-людям. Сейчас он применяет эту машину к задачам практической важности в аэронавтике.

Профессор О. Ричардсон — третий ярроуский профессор, получивший это назначение 1 августа 1924 г.,— продолжал работать в лаборатории Королевского колледжа в Лондоне. Как и профессор Дж. Тейлор, он одинаково силен и в теоретической, и в экспериментальной физике. Его основная работа в последние несколько лет связана с расшифровкой сложного спектра молекулярного водорода. Хотя типы колебаний атома водорода сравнительно просты и хорошо поняты, в расшифровке спектра молекулы, имеющего несколько тысяч полос, сделано еще очень мало. Интерпретация этого спектра, что, очевидно, очень важно для изучения молекулярной структуры, представляет особые трудности. В значительной степени эти трудности преодолены, и профессору Ричардсону принадлежит значительная часть этой успешной работы. Результаты интерпретированы с точки зрения волновой механики, а значения, полученные для момента инерции молекулы, потенциала ионизации и теплоты диссоциации, хорошо соответствуют другим экспериментальным данным. Оказывается, что своеобразная переменная интенсивность полосатого спектра указывает на наличие у ядра водорода, как и у электрона, момента количества движения.

Кроме ряда работ на эту тему, профессор Ричардсон в сотрудничестве со своими докторантами продолжал важные исследования термоионной эмиссии, ионизационных потенциалов и Х-лучей. Я должен также упомянуть о его экскурсах в теоретическую физику, где он рассматривал применение новой механики к вопросу о вырывании электронов из холодного проводника с помощью электрического поля, а вместе с Флинтом занимался другими проблемами, имеющими теоретический интерес.

Первый фулертоновский профессор, покойный профессор Е. Стерлинг, получил назначение в 1922 г.; в прошлом году у меня была возможность в связи с его смертью упомянуть о выдающихся исследованиях, проведенных им в период, когда он занимал эту кафедру.

Второй фулертоновский профессор, доктор Арчибальд Вивиан Хилл, был назначен менее трех лет назад, в январе 1926 г. С того времени он провел важную серию исследований энергетических изменений и физико-химических процессов, протекающих при жизнедеятельности мускулов и нервов и поддающихся количественному измерению. Так, на примере

бега тренированных спортсменов с помощью специально сконструированной аппаратуры чрезвычайной чувствительности он измерил мельчайшее количество тепла, выделяющееся при прохождении волны возбуждения по нерву, а также различные факторы, связанные с эффективной мускульной деятельностью человека. Знаменателен широкий интерес к этим его исследованиям, которым благодаря назначению фулертоновским профессором Хилл смог посвятить все свое время — они были подробно опубликованы в наших «Трудах» в соавторстве с шестнадцатью исследователями, приехавшими для работы с ним из семи различных стран.

Недавно Совет решил заполнить еще одну фулертоновскую кафедру, освободившуюся после смерти профессора Стерлинга, и я могу сейчас впервые объявить о назначении на этот пост доктора Эдгара Дугласа Адриана, члена нашего Общества и Тринити колледжа в Кембридже, занимавшего до сих пор должность лектора по физиологии в этом же университете. Э. Адриан уже известен как выдающийся исследователь, особенно по физиологии нервной системы. В последние годы, работая с аппаратурой, использующей современные методы электрического усиления, он занимался записью и анализом передачи мельчайших изменений от возбужденного периферийного органа чувств по проводящей системе нервов — изменений, которые, поступив в нервные центры мозга чувствующего существа, вызывают тот или иной вид ощущений. Мы пожелаем доктору Адриану в этой или другой важной области исследований долгого и плодотворного использования той большой свободы для исследований, которую представляет профессура Королевского общества. Пока же доктор Адриан продолжит свои исследования в лаборатории физиологии в Кембридже.

В прошлогодней речи я говорил о последних достижениях в получении очень высоких напряжений для технических целей, о применении таких напряжений для получения интенсивного источника очень быстрых электронов, атомов и высокочастотного излучения путем ускорения частиц в сильно откачанных трубах. Интересно отметить, как быстро в последние годы расширились наши представления о возможностях получения чрезвычайно высокочастотного излучения типа X-лучей как в искусственных, так и в естественных процессах.

В сегодняшней речи я кратко рассмотрю современное состояние наших экспериментальных знаний в этом вопросе и различные направления исследований, которые, можно надеяться, позволят получить дальнейшую информацию. В квантовой теории энергия, связанная с квантом излучения частотой ν, выражается как $h\nu$, где h — хорошо известная постоянная Планка. Когда быстрый электрон ударяет о вещество, в широком диапазоне частот возникает излучение типа X-лучей; экспериментально доказано, что максимальная частота излучения, получаемого таким образом, ограничена соотношением $E = h\nu$, где E — энергия движения электрона, что согласуется с энергетическими соображениями.

Для целей нашего обсуждения удобно выразить энергию кванта не в эргах, а в виде разности потенциалов в вольтах, которую должен найти электрон, чтобы приобрести данную энергию. Выраженная таким образом энергия кванта зеленого света соответствует 2 электрон-вольтам (*эв*), или для краткости 2 вольтам (*в*). До появления X-лучей наибольшие исследованные частоты ограничивались ультрафиолетовой частью спектра, что соответствует менее, чем 10 *в*. После открытия X-лучей и развития методов определения их частот у нас появилась возможность изучать излучение в широком диапазоне энергий, изменяющихся от нескольких сотен вольт до 300 000 *в* и более. В последние несколько лет разрыв по частоте между обычным ультрафиолетовым светом и мягкими рентгеновскими лучами был ликвидирован благодаря применению специальных дифракционных решеток и других методов. По-видимому, нет предела максимальной частоте, которую можно получить, бомбардируя вещество электронами, если отвлечься от практической трудности получения потоков электронов с необходимой большой скоростью. В ряде последних экспериментов в Институте технологии в Пасадене к соответствующим образом сконструированной рентгеновской трубке на короткое время успешно прикладывали около 1 млн. *в*. Сообщается, что полученные X-лучи обладали такой интенсивностью и проникающей способностью, что их легко можно было наблюдать с помощью люминесценции на фосфоресцирующем экране, установленном на расстоянии 100 футов.

До сих пор наши эксперименты в этом направлении ограничивались энергией около 1 млн. *в*. И мы не могли получать в условиях лаборатории X-лучи с проникающей способностью, равной проникающей способности γ-лучей, спонтанно излучаемых радиоактивными телами. Наибольшая частота, наблюдаемая в таких превращениях, соответствует энергии от 3 до 4 млн. *в*. Недавно эксперименты показали, что γ-лучи, сопутствующие слабой радиоактивности калия, обладают еще большей проникающей способностью, чем лучи радия, но точной оценки максимальной частоты до сих пор не сделано.

Существует еще один простой способ оценки частот излучения, которое может возникнуть при определенных основных атомных процессах. В соответствии с современными взглядами энергия и масса тесно взаимосвязаны, и соотношение между энергией E, присущей массе m, выражается хорошо известным равенством Эйнштейна $E = mc^2$, где c — скорость света. В соответствии с такой точкой зрения, если при внутренней перестройке масса какой-либо системы уменьшается, общая потенциальная энергия при таком процессе выражается произведением изменения массы на c^2. Если эта энергия испускается в виде излучения одной определенной частоты ν, то $h\nu = c^2 dm$, где dm — сопутствующее изменение массы системы. Вследствие очень малого изменения массы даже при очень большом излучении энергии трудно получить прямое экспериментальное доказательство этого соотношения, но, по-видимому, нет сомнения в справедливости его всеобщего характера. Даже для радиоактивных тел, которые при последо-

вательных превращениях спонтанно излучают очень большое количество энергии на атом в форме α-, β- и γ-лучей, ожидаемый эффект мал и трудно измерим. Атом урана с массой около 238 в результате последовательных превращений, включая потерю 8 α-частиц, становится изотопом свинца с массой около 206. Ожидается, что если к этим элементам можно применить методы анализа положительных лучей, разница между атомными весами урана и образующимся свинцом включает не только массу 8 гелиевых ядер в свободном состоянии, но и около 0,05 атомной единицы массы, соответствующих полному излучению энергии около 46 *Мэв* на один распавшийся атом урана. Эта разница (примерно $^1/_{4000}$) лежит на пределе ее обнаружения методами, используемыми Астоном при изучении изотопов. Подобным же образом может быть выведено изменение массы в каждом превращении, если из эксперимента известна энергия, освобождаемая при таком процессе.

Рассмотрим теперь применение этих идей к некоторым ядерным процессам. В настоящее время общепринято, что ядра всех элементов составлены из протонов (ядер водорода) и электронов. Несмотря на то, что трудно, конечно, точно доказать эту гипотезу, известно, что она нашла сильную поддержку в работе Астона по атомным весам изотопов элементов и в экспериментах по высвобождению протонов из некоторых легких элементов при бомбардировке их быстрыми α-частицами. Обычно предполагается, что ядра гелия представляют собой плотную комбинацию четырех протонов и двух электронов. Масса атома гелия равна 4,00216 (O = 16), тогда как масса четырех атомов водорода в свободном состоянии равна $4 \cdot 1{,}0078$. В результате существует потеря массы в 0,029 единицы при образовании атома гелия. Это означает потерю энергии в 27 *Мэв* в процессе построения ядра гелия из свободных протонов и электронов. Если бы можно было представить, что каким-то образом эта энергия катастрофически излучилась в виде одиночного кванта излучения, то энергия кванта соответствовала бы 27 млн. *в*. Таким образом, энергия, излученная при образовании одного атома, очень велика, и Эддингтон и другие предполагают, что образование гелия из ядер водорода и электронов может быть одним из источников энергии, испускаемой звездами.

Таким же образом можно оценить общую энергию, излученную при образовании любого атома известной массы из свободных протонов и электронов. Поскольку протон в свободном состоянии имеет массу 1,0073, а в среднем в ядрах масса его примерно равна 1,000, то энергия, высвобождаемая на протон, составляет около 7 млн. *в*. Так, атомный вес наиболее распространенного изотопа ртути (атомный номер 80) равен 200,016, и, по-видимому, он содержит 200 протонов с массой, почти равной единице, и 120 электронов. Пренебрегая малой массой электронов, можно заключить, что полная энергия, излучаемая при образовании атома ртути из свободных протонов и электронов, равна около 1400 *Мэв*.

Когда рассматриваешь чрезвычайную сложность такого ядра и число его составных частей, трудно поверить, чтобы такая эмиссия энергии про-

исходила в одном-единственном катастрофическом акте. Гораздо более вероятно, что энергия испускается в постепенном процессе образования ядра. За исключением легких атомов, ядерная структура которых проста, следует ожидать, что излучение энергии из всех сложных ядер происходит последовательными этапами.

Но следует рассмотреть еще одну возможность, впервые предложенную Джинсом для объяснения большого времени жизни горячих звезд. Он предположил, что даже протоны и электроны не неразрушимы, а могут при определенных, не известных нам условиях превращаться в излучение. Общая внутренняя энергия электрона около 500 000 *в*, а протона — в 1840 раз больше, т. е. около 940 млн. *в*. Если предположить, что электрон и протон вместе исчезают в виде радиации, то должно происходить огромное выделение энергии. Если эта энергия излучается в одиночном кванте, то следует ожидать образования γ-излучения, соответствующего примерно 940 млн. *в*. По общему признанию такая гипотеза носит слишком умозрительный характер и ее очень трудно прямо подтвердить или опровергнуть. Исключая радиоактивные вещества, мы не располагаем определенными экспериментальными доказательствами испускания проникающей радиации при образовании атомов или при разрушении протонов, и возможно, что рассматриваемые процессы не происходят в условиях наших экспериментов на Земле. С другой стороны, большое время жизни горячих звезд, к которому приводит совокупность всех астрономических данных, видимо, действительно требует подобного процесса или процессов, в которых выделение энергии огромно по сравнению с массой участвующих в них частиц.

Таким образом, чрезвычайно интересно установить, можно ли получить какое-либо прямое экспериментальное доказательство существования таких γ-лучей с чрезвычайно большой энергией. Этот интерес усиливается экспериментами, проведенными за последние годы и показавшими наличие в нашей атмосфере чрезвычайно проникающего типа излучения, иногда называемого «космическими» лучами, излучения гораздо более проникающего типа, чем γ-лучи, испускаемые радиоактивными телами. Это излучение обнаружено и измерено с помощью небольшой ионизации, производимой в закрытом электроскопе. Первоначальные наблюдения были сделаны Хессом и Кольхерстером, и мы многим обязаны восхитительным экспериментам Милликена и Камерона, которые тщательно исследовали поглощение этого излучения водой горных озер, практически лишенной обычной радиоактивности.

Из этих экспериментов ясно, что излучение имеет сложный характер и что существуют излучения, способные пройти через 17-метровую толщу воды, прежде чем их интенсивность уменьшится вдвое. Естественно предположить, что это излучение — типа γ-излучения, но следует иметь в виду, что эффекты, которые наблюдались до сих пор, равно объяснимы, если излучение состоит не из γ-лучей высокой частоты, а из электронов высокой энергии, попадающих в нашу атмосферу.

Однако, предположив, что данное излучение есть излучение типа γ-лучей, необходимо рассмотреть факторы, определяющие поглощение такого излучения веществом. В последние 20 лет проблема природы поглощения X- и γ-лучей веществом была предметом детального исследования, и в настоящее время достигнуто согласие по основным чертам рассматриваемых процессов. В случае более тяжелых элементов поглощение обычных X-лучей происходит в основном благодаря взаимодействию излучения и электронов в атоме, в результате чего энергия кванта излучения переходит к электрону. Это явление широко известно как «фотоэлектрический эффект». Кроме того, существуют относительно малые потери энергии за счет рассеяния падающего излучения электронами, но в общем, за исключением очень высокочастотных X-лучей и легких элементов, преобладает поглощение, вызванное фотоэлектрическим эффектом. Этот случай прямо противоположен случаю, когда мы имеем дело с проникающими γ-лучами, где потери энергии за счет процесса рассеяния становятся относительно более важными, а для энергии порядка 100 млн. *в* почти полностью определяют поглощение.

Основные черты такого рассеяния, известного как «комптоновский эффект», сейчас хорошо поняты. Существует некоторое взаимодействие между квантом излучения и электроном в атоме, посредством которого излучение рассеивается, а электрон приходит в движение. Частота рассеянного излучения всегда меньше, чем падающего, причем разница зависит от угла рассеяния. При таком типе столкновения между излучением и электроном сохраняются как момент, так и энергия и, следовательно, энергия, переданная электрону, зависит от природы столкновения, а значит, от угла рассеяния излучения. Правильность основ этой теории подтверждена с помощью различных методов.

Когда монохроматическое излучение определенной частоты проходит через вещество, всегда остается некоторая не преобразованная часть падающего излучения, с которой смешаны излучения гораздо более низкой частоты и быстрые электроны, приведенные в движение процессом рассеяния. Наблюдаемая в закрытом сосуде ионизация, возможно, возникает в основном благодаря электронам, высвобожденным рассеянием в среде и стенках контейнера.

Если предположить, что комптоновский процесс рассеяния справедлив и для высокочастотного излучения, то все еще остается трудность в оценке вероятности такого столкновения и рассеяния, ибо от этой вероятности зависит действительная величина коэффициента поглощения. Различные методы вычисления этой вероятности предложили Комптон, Дирак и недавно Клейн и Нишина. Теория Комптона основана главным образом на классических аналогиях, а теория Дирака — на нерелятивистской квантовой механике. Недавно проблему вновь рассмотрели Клейн и Нишина (Nature, 15 сентября 1928 г.), использовавшие более позднюю релятивистскую форму волновой механики, сформулированную Дираком. Вычисленные по этим трем теориям коэффициенты поглощения для высоко-

частотного излучения существенно отличаются друг от друга, особенно большой коэффициент поглощения для данного высокочастотного излучения дает теория Клейна и Нишины. По их теории для излучения с характерной энергией более 10 млн. *в* коэффициент поглощения в пять раз больше коэффициента, даваемого формулой Дирака.

К сожалению, экспериментальные данные, полученные при изучении поглощения наиболее проникающих γ-лучей, испускаемых радиоактивными телами, недостаточно полны для точной проверки справедливости этих теорий. Однако Грей, работающий в Кавендишской лаборатории и давший детальный обзор существующих данных по поглощению γ-лучей, сообщил мне, что в целом они более согласуются с теорией Клейна и Нишины, нежели с более ранними теориями Комптона и Дирака. Очевидно, однако, что ввиду важности вопроса необходимо тщательное определение поглощения и рассеяния как можно более монохроматичных γ-лучей, чтобы сделать выбор между различными теориями.

Интересно отметить, что коэффициент поглощения наиболее проникающего типа излучения, экспериментально определенный Милликеном и Камероном, находится в превосходном согласии с коэффициентом поглощения, который следует ожидать по теории Клейна — Нишины для кванта с энергией 940 млн. *в*, т. е. энергией, необходимой для преобразования всей внутренней энергии протона в излучение. Хотя такое согласие заманчиво, наши теории поглощения в настоящее время слишком неопределенны, чтобы придавать особо большой вес этому факту. Даже если бы последующий эксперимент подтвердил правильность формулы поглощения в определенном диапазоне частот, соответствующем γ-лучам, все же оставалась бы необходимость экстраполировать формулу в очень широких пределах, скажем, от энергии кванта в 3 млн. *в* до энергии 1000 млн. *в*, чтобы включить и сверхпроникающие лучи, наблюдаемые в нашей атмосфере.

Кроме того, существует еще ряд новых факторов, которые, возможно, следует рассматривать, когда мы имеем дело с прохождением очень высокочастотного излучения через вещество. В обычных теориях предполагается, что рассеяние излучения связано только с внеядерными электронами, но если мы имеем дело с квантом энергии, соответствующим примерно 100 млн. *в*, то возможно, что ядерные электроны могут столь же эффективно участвовать в рассеянии, как и внешние. Такого явления следует ожидать, если энергия кванта велика по сравнению с энергией, требуемой для высвобождения электрона из ядра. Кроме того, всегда есть возможность, и достаточно правдоподобная, что такое энергичное излучение или быстрые электроны, высвобожденные им, могут оказаться способными на своем пути случайно разрушить ядро атома.

По всем этим причинам очевидно, что требуется гораздо больше информации, прежде чем мы будем способны сделать хотя какой-нибудь основанный на опытных данных вывод о природе проникающего излучения в нашей атмосфере. До сих пор эксперименты в основном были связаны

с измерением ионизации, создаваемой излучением в изолированном электроскопе. Требуются дальнейшие эксперименты, которые позволят получить определенные значения энергии быстрых электронов, присутствующих в атмосфере, так как это даст ценную информацию о максимальной частоте существующего излучения совершенно независимо от справедливости наших теорий поглощения.

Дальнейшие наблюдения в камере Вильсона пролили бы больше света на природу частиц, вызывающих ионизацию в замкнутом сосуде, а опыты с магнитным полем соответствующей интенсивности позволили бы нам по кривизне следов β-лучей определить их характерную энергию. Эксперименты подобного рода уже проведены Скобельцыным с камерой Вильсона для определения относительных интенсивностей основных γ-лучей, испускаемых радием C. В ходе этих экспериментов он получил в нескольких случаях следы β-частиц очень высокой энергии, вероятно возникающих от сверхпроникающего излучения в нашей атмосфере.

В нынешнем году профессор Ганс Гейгер разработал видоизмененную форму счетчика β-лучей, который регистрирует каждую β-частицу, входящую в любом направлении в сосуд большого объема. Этот новый метод столь чувствителен, что может оказаться очень полезным для счета и даже записи числа β-частиц, создаваемых проникающим излучением. Хотя следует надеяться, что с годами, возможно, нам будут доступны для изучения в наших лабораториях более быстрые электроны и более высокочастотное излучение, нежели в настоящее время, однако едва ли можно надеяться в ближайшем будущем искусственно получать излучение, атомы и электроны с характерной энергией от 100 до 1000 млн. *в*, подобные присутствующим в нашей атмосфере.

Поэтому весьма интересно и важно использовать каждый многообещающий метод, позволяющий бросить свет на природу и происхождение этого проникающего излучения и эффектов, возникающих при прохождении его через вещество. Величина эффектов, которую необходимо исследовать, мала, и ее нелегко измерить точно. Однако все возрастающая чувствительность методов исследования позволяет надеяться, что мы получим значительно больше информации. Изучение этого чрезвычайно проникающего излучения очень интересно не только само по себе, но и потому, что обещает пролить новый свет на основные процессы в нашей Вселенной, связанные с созданием и разрушением атомов. Возможно, что на упорные эксперименты уйдут многие годы, прежде чем накопленных данных окажется достаточно для проверки правильности многочисленных интересных умозаключений, выдвинутых для объяснения природы и происхождения этого излучения.

Теперь мы переходим к вручению медалей.

Медаль Копли присуждается сэру Чарлзу Парсонсу, кавалеру «Ордена за заслуги», члену Королевского общества.

В области машиностроения талант Чарлза Парсонса открыл новую эру. Он создал и развил новый тип теплового двигателя, чрезвычайно гибкий и приспособляемый, высокоэффективный и в то же время обладающий мощностью, которую прежде нельзя было себе даже представить.

Обладая великолепной математической интуицией, проявившейся еще в университетские годы, Парсонс за 45 лет непрерывной практической деятельности усовершенствовал паровую турбину компаунд с параллельным потоком и успешно применил ее для выработки электроэнергии и для судовых двигателей, достигнув в обоих случаях беспримерных успехов. Эти успехи были обеспечены необыкновенной изобретательностью в практическом конструировании и тщательным исследованием динамики течения пара между неподвижными и движущимися лопатками, а также научным определением наилучших пропорций для последовательных стадий расширения и степеней перегрева. В результате, хотя использование тепла в лучших паровых поршневых машинах тройного расширения достигает всего 17%, парсоновские большие турбины преобразуют в настоящее время 25% тепла в механическую энергию, а в еще больших турбинах ожидается, что эта цифра возрастет до 28%.

Первая паровая турбина мощностью 4 *квт* использовалась в 1885 г. для электрического освещения. За ней последовали турбины большей мощности, достигшие в 1910 г. 5000 *квт*. В настоящее время работают турбины мощностью 20 000 и 30 000 *квт*.

Применение парсоновских турбин в судовых двигателях было отмечено в 1897 г. появлением «Турбинии», маленького экспериментального судна водоизмещением 200 *т*, развивавшего удивительную скорость 33 узла. За этим судном быстро последовали большие эсминцы для военно-морского флота, приводимые в движение турбинами. В 1904 г. парсоновские турбины мощностью 14 000 *л.с.* столь успешно показали себя на крейсере «Аметист», что все новые военные суда всех классов стали снабжаться паровыми турбинами, так что к 1912 г. в Королевских военно-морских силах действовали парсоновские турбины общей мощностью 7 млн. *л. с.* В торговом флоте распространение турбин было столь же быстрым. Первым судном с турбиной был лайнер Кунарда «Кармания», а теперь все такие большие быстроходные лайнеры, как «Аквитания», приводятся в движение турбинами.

В ходе этого удивительного развития возникали многочисленные проблемы, требующие неотложного решения, такие, как точное изучение скорости струи, течи, турбулентный поток и вакуумное оборудование. Явления, вызывающие кавитацию лопастей винта, открыли новые области, интересные и теоретически и практически.

Естественно, что в этом развитии участвовали и другие выдающиеся изобретатели, но все они, несомненно, согласятся с тем, что сэр Чарлз Парсонс оказался самым выдающимся инженером в научном развитии выработки тепловой энергии паром со времен Джеймса Уатта.

Последней побочной деятельностью сэра Чарлза Парсонса, обязанной в данном случае наследственности, было возрождение некогда выдающегося английского искусства производства оптического стекла и телескопов. Часы отдыха он посвящал энергичным попыткам кристаллизовать алмазы из углерода с помощью взрывных процессов.

Медаль Румфорда присуждается профессору Фридриху Пашену.

Профессор Пашен особенно известен своим выдающимся вкладом в спектроскопию. Он рано овладел замечательным искусством исследования инфракрасного излучения и произвел ценные измерения распределения энергии в спектре черного тела, дав первое экспериментальное доказательство закона, утверждающего, что частота, соответствующая максимальной энергии, пропорциональна абсолютной температуре. Впоследствии он провел многочисленные наблюдения инфракрасных эмиссионных спектров различных элементов, чрезвычайно важных для развития наших знаний о сериях в спектрах, а значит, и для связи теории спектров с атомной структурой.

Профессор Пашен в значительной мере способствовал также точному измерению и классификации серий спектральных линий вообще. Мастерский анализ чрезвычайно сложного спектра неона дает нам замечательный пример его интуиции и искусства. Следует отметить также его работу о спектре дважды ионизованного алюминия, ибо она дала первое доказательство вывода Бора о том, что серии в таких спектрах должны характеризоваться константой, превышающей в девять раз константу Ридберга, которая применима к спектрам нейтральных атомов. Другим поразительным сообщением было проделанное им чрезвычайно искусное наблюдение тонкой структуры линий ионизованного гелия, которые оказались в тесном согласии с теорией Зоммерфельда и привели к одной из наиболее достоверных оценок массы электрона. Профессор Пашен долго был одним из крупнейших специалистов по эффекту Зеемана, а результаты, которые он получил, включая открытие хорошо известного эффекта Пашена — Бака, неоценимы для теоретических рассмотрений.

Во всех своих исследованиях профессор Пашен показал необычайное искусство в создании и применении аппаратуры, а в целом его работа характеризуется очевидным стремлением к наибольшей достижимой точности.

Королевская медаль присуждена профессору Артуру Стенли Эддингтону, члену Королевского общества.

Вклад профессора Эддингтона в наши знания за последние 10 лет связан в основном с внутренним строением звезд и с общей теорией относительности.

Исследовав условия равновесия типичной гигантской звезды, он показал, что они могут быть гораздо легче удовлетворены, если принять во

внимание давление излучения. Его результаты были несколько видоизменены, когда Джинс и Ньюолл указали степень ионизации при высоких температурах внутри звезды. Он сформулировал полную теорию внутренней структуры такой звезды в предположении, что она представляет собой невращающийся конгломерат атомов и электронов, где излучение постепенно прокладывает себе путь к поверхности. Кроме того, он отметил, что массы этих звезд, которые по наблюдениям не сильно изменяются, лежат вблизи размеров, при которых давление излучения находится в равновесии с гравитацией. Позднее Эддингтон получил теоретическое соотношение между массой и абсолютной светимостью гигантских звезд. Взяв в качестве отправного пункта Капеллу, он установил согласие со своими теоретическими результатами не только для гигантских звезд, но и для карликов, относительно которых до сих пор существовало мнение, что они имеют жидкое или твердое ядро, и объяснил этот результат более тесной упаковкой, нежели та, которая возможна, когда атомы лишены внешних электронов. Наиболее типичный пример этого положения представляет спутник Сириуса.

Эддингтон разработал также математическую теорию цефеид в предположении, что они осциллируют по радиусу. Эти чрезвычайно яркие звезды играют фундаментальную роль в некоторых астрономических вопросах, и крайне важно, чтобы их физические условия были изучены.

В связи с работами по теории относительности Эддингтон провел в 1919 г. одну из двух экспедиций для наблюдения солнечного затмения, целью которой была проверка отклонения световых лучей от звезд вблизи Солнца. Он развил также теорию, в известной степени с философской, но больше с аналитической стороны, особенно в отношении электромагнитных и гравитационных полей.

Блестящий вклад профессора Эддингтона в астрономическую науку имеет международную славу.

Королевская медаль присуждена доктору Роберту Бруму, члену Королевского общества.

За 33 года исследований в Австралии и Южной Африке доктор Брум сделал очень большое число важных открытий в области палеонтологии позвоночных, эмбриологии и морфологии, которые пролили новый свет на проблемы происхождения млекопитающих, ящериц, крокодилов и птиц; значение этих открытий объяснено в его крунианской лекции (Philosophical Transactions, 1914) и еще в 285 работах. Его исследования представляют наиболее важный вклад, сделанный каким-либо исследователем в изучение взаимоотношений между основными группами позвоночных животных и в постановку и решение проблем, связанных с эволюцией высших групп.

В то время, когда он впервые прибыл в Южную Африку, в слоях кару было идентифицировано 35 родов и 65 видов ископаемых рептилий, причем об их строении было известно очень мало, а классификация находилась

в состоянии, очевидно, безнадежного беспорядка. Его стараниями число известных родов возросло в три раза, а число видов — в четыре раза. Он разработал детально анатомию большинства групп и создал правильную классификацию, которая в настоящее время повсеместно принята научным миром. Сейчас он активно участвует в исследовании ряда первостепенных проблем, связанных с эволюцией млекопитающих и птиц.

Медаль Дэви присуждается профессору Фредерику Джорджу Доннэну, члену Королевского общества.

Профессор Доннэн, как и его учитель ван Гофф,— человек идей. В начале своей научной карьеры он писал о природе мыльных эмульсий и о теории капиллярности и коллоидальных растворах. Познакомившись в ходе этих работ с проблемами поверхностных процессов и хорошо зная гипотезу электролитической диссоциации, он сложил два и два и получил при этом не четыре, а множество — признак творческого научного гения. Его теория мембранного равновесия и мембранного потенциала — это достижение первого ранга; эта теория послужила отправной точкой для многочисленных исследований не только в области чистой химии, но в гораздо большей степени в биохимии, где часто создаются условия, в которых возникают явления, предсказанные им. Биохимики ухватились за его идею и использовали ее во многих областях исследований.

Исследования Доннэна по поверхностному натяжению и адсорбции на границе жидкость — жидкость привели к чрезвычайно важным результатам, а его подтверждение формулы адсорбции Гиббса с помощью нонановой кислоты служит примером ярчайшего экспериментального замысла. Во время войны побочным продуктом деятельности Доннэна была теория действия газопоглотителей, основанная на скорости адсорбции газов жидкостями.

Доннэн не только внес величайший вклад в науку своими собственными исследованиями, он основал школу физической химии, откуда выходит непрерывный поток превосходных исследований, сделанных им самим и руководимыми им молодыми физико-химиками.

Медаль Дарвина присуждена доктору Леонарду Кокэйну, члену Королевского общества.

Присуждение доктору Кокэйну медали Дарвина закономерно, ибо работа его, обладающая высокими качествами, проведена в той области, которой занимался сам Чарлз Дарвин. Высокое качество работ Кокэйна — результат использования дарвиновского метода; истинный натуралист, Кокэйн терпеливо следовал за фактами, прежде чем делать выводы. Более 30 лет его задача состояла в углублении и расширении наших познаний в ботанике Новой Зеландии в широчайшем смысле этого слова. Обладая выдающимися способностями, он не только сам работал с неиссякаемой энергией, но передал свой энтузиазм школе молодых коллег, полный страстного желания продвинуть свои исследования по направлениям,

которые он основал. Высокое качество работ Кокэйна с экологической точки зрения признано ботаниками всех стран и сделало его одним из наиболее выдающихся исследователей ассоциаций растений нашего времени; таксономические исследования, вызванные его экологическими результатами, привели к тем замечательным открытиям естественных гибридов в Новой Зеландии, которые принесли ему всемирную известность и произвели на современную мысль такое же впечатление, как в свое время результаты исследований Дарвина о культурных растениях. Исследования доктора Кокэйна имели практическое значение для лесоводства и сельского хозяйства, были достаточно оценены и оказали влияние на практическую деятельность новозеландских землевладельцев.

Сочетание философского кругозора и ясности изложения, отмечающее его вклад в познания природы, может объяснить предложение, принятое доктором Кокэйном, написать монографию о флоре Новой Зеландии для серии «Die Vegetation der Erde», издаваемой доктором Энглером,— честь, которой не удостоился ни один другой английский ботаник. Об этом же говорит успех среди новозеландцев книги Кокэйна «Растения Новой Зеландии и их история». Выдающийся европейский эколог, хорошо знакомый с философской важностью трудов доктора Кокэйна, сказал: «Удивительно, как Кокэйну удалось заинтересовать ботаникой население новой страны».

Медаль Сильвестра присуждена профессору Уильяму Генри Юнгу, члену Королевского общества.

Доктор У. Юнг сыграл большую роль в развитии современной теории функции действительного переменного и в ее применении к теории рядов Фурье и других рядов. В начале века он опубликовал громадное число статей и заметок по этой отрасли математики, содержащих важные достижения по данному вопросу; многие из них поразительно своеобразны, и даже самые небольшие проливают новый свет на отдельные вопросы. Его наиболее ранняя работа в основном имела дело с теорией множества точек и содержала важные развития направлений, основанных Г. Кантором и Харнаком. Вскоре он начал применять эту теорию в интегральном исчислении и получил общее определение интеграла, которое, по существу, эквивалентно, хотя до некоторой степени менее просто по форме, определению, данному примерно в это время Г. Лебегом, и которое позднее стало краеугольным камнем современного анализа. Оказалось, что большинство работ Юнга послужило отправной точкой для дальнейших работ других математиков. Примерами такой черты в его работе являются обобщения теорем Парсеваля и Риц-Фишера в теории рядов Фурье, исследования свойств коэффициентов Фурье и рядов, сопряженных к рядам Фурье. С помощью своей концепции ограниченных рядов Фурье ему удалось разработать метод, позволяющий перенести на ряды функций Лежандра и Бесселя условия сходимости, суммируемости и другие, которые, как известно, хорошо выполняются для рядов Фурье. Многие другие исследова-

ния в области интегрирования и рядов Фурье слишком многочисленные, чтобы о них говорить подробно, внесли заметный вклад в наше современное знание в этой области анализа.

Медаль Хьюджеса присуждена герцогу М. де Бройлю.

Морис Франсуа Цезарь герцог де Бройль, член французской Академии наук, известен в основном своими новаторскими исследованиями спектров X-лучей и вторичных β-лучей. Он одним из первых получил полный спектр испускания X-лучей и изучил спектр поглощения X-лучей, а его работа по магнитным спектрам β-лучей, возникающих при прохождении X-лучей через вещество, оказалась чрезвычайно важной. Он основал в Париже руководимую им частную лабораторию, которая занимается исследованиями X-лучей и смежными вопросами. Выдающийся экспериментатор, он совместно со своими сотрудниками внес важный вклад во многие области знаний.

1931

33

ВЫСТУПЛЕНИЕ В ДИСКУССИИ ПО ВОПРОСУ О СВЕРХПРОНИКАЮЩИХ ЛУЧАХ*

Прежде всего мне хотелось бы выразить нашу признательность профессору Гейгеру за его чрезвычайно ясный и скромный доклад об этих опытах. Он мой старый друг и, если он позволит мне так сказать, мой старый ученик, и мне приятно, что он выбрал путь экспериментатора.

Он доложил здесь наиболее существенные экспериментальные факты, а дальше начинается область чистых предположений. Одно из таких предположений высказано профессором Э. Регенером. Последний раз я выступал по этому вопросу на Вольтовском конгрессе в Комо, где профессор Милликен и другие докладывали об опытах с космическим излучением; я тогда выразил, хотя и в несколько резкой форме, мнение, что в отношении космического излучения сейчас нужно больше работать и меньше дискутировать. Сейчас мы подошли к такой стадии, когда у нас уже есть надежные данные. Благодаря превосходным опытам профессора Милликена, а также благодаря далеко идущим исследованиям профессора Регенера впервые получена кривая поглощения этого излучения в воде — результат, на который можно надежно положиться.

Теперь возникает вопрос: каким образом можно интерпретировать эти наблюдения? Является ли это излучением γ-типа? Обусловлено ли оно электронами с энергией порядка 1000 млн. *в*? Существующие доказательства неоднозначны, однако есть одно обстоятельство, которое, как мне кажется, важно иметь в виду при рассмотрении и опытов с поглощением, и опытов с использованием метода совпадений, которые проводились профессором Гейгером. Мне бы хотелось заметить, что из сообщения профессора Гейгера совершенно нельзя догадаться, что этот прекрасный счетчик электронов изобрел именно он. Это один из наиболее эффективных методов обнаружения, разработанных наукой; профессор Гейгер говорил мне, что если дюжину таких счетчиков расположить в одну линию, то не составляет особого труда регистрировать совпадения до 0,001 *сек*. Прекрасное экспериментальное достижение.

В президентской речи перед Обществом 5 лет назад я отмечал — и только теперь это, кажется, понимают,— что, когда рассматривается прохождение очень энергичного излучения через вещество, следует не

---

* Proc. Roy. Soc., 1931, ser. A, **132**, 337—340.

только принимать во внимание взаимодействие с обычными электронами, но помнить также, что эти излучения, какого бы типа они ни были, обладают столь большой энергией, что должны проходить через ядро, и, таким образом, в поглощении принимает участие атом как целое. Формула Клейна — Нишины учитывает поглощение, происходящее лишь за счет внешних электронов, но при энергии излучения в 1000 *в* в процессе должны принимать участие также ядерные электроны.

Существует и более широкая проблема: не может ли при прохождении столь энергичных излучений через ядра возникнуть вторичное излучение нового типа, которое еще не получено в лабораторных условиях? Я не настаиваю на такой точке зрения, поскольку надеюсь, что несколько позже Грей и Тарант, работающие в моей лаборатории, представят вам краткое изложение экспериментальных данных, показывающих, что эти ядерные явления представляют собой лучи, причем, вероятно, еще более проникающие, нежели те, с которыми мы имеем дело сейчас. Таким образом, поскольку мы не знаем природы поглощения, трудно четко интерпретировать экспериментальные результаты. И рассуждения о происхождении излучения следует проводить осторожно. Например, было высказано предположение, что излучение возникает при исчезновении протона или α-частицы или же при образовании сложных ядер, подобных ядру железа.

Проблема в целом представляет необычайный интерес, и для выяснения происхождения этого излучения следует проводить в лабораториях всевозможные опыты.

Недавно в письме в «Nature» Джеймс Джинс высказал гипотезу о происхождении этого излучения, а именно, для объяснения полученной Регенером кривой поглощения достаточно предположить, что α-частица, исчезая, переходит в излучение. Внешне эта гипотеза кажется интересной. Однако если дело происходит именно так, то излучение возникает преимущественно в нашей атмосфере или в веществе в пространстве, и мы должны предположить, что обычный гелий на Земле исчезает, переходя в проникающее излучение. Несколько недель назад я вместе с Греем и Тарантом поставил следующий опыт. Весь гелий, который можно было получить в лаборатории, при давлении 100 *атм* был размещен вокруг электроскопа. Эквивалентная толщина гелия, окружающего электроскоп, составляла 13 *м*, тогда как эквивалентная толщина всего гелия в атмосфере при атмосферном давлении составляет от 2 до 10 *см*. От такого количества гелия мы должны были бы получить сигнал на электроскопе, по крайней мере в сотню раз больший, чем от гелия в атмосфере. Однако нам не удалось вообще обнаружить никакого увеличения ионизации, и эффект, если и существует, определенно был меньше $^1/_{100}$ проникающего излучения.

Можно возразить, что исчезновение гелия может быть функцией температуры и этот эффект может возрастать за счет низкой температуры во внешнем пространстве. Это можно проверить при наличии достаточного количества жидкого гелия. Важно не слишком доверять рассуждениям, не подтвержденным опытом. Мы уже очень много дискутировали по этому

вопросу. Подобные рассуждения ценны лишь в том случае, если они способствуют экспериментальным исследованиям этой трудной проблемы.

Достаточно подчеркнув опасность рассуждений, теперь я начну рассуждать. Мне кажется, что проникающее излучение — это излучение γ-типа, поскольку пока нет определенных фактов, опровергающих это. Если предположить, что это излучение носит корпускулярный характер и состоит из быстрых электронов или тяжелых заряженных частиц, то откуда берется такая энергия? Если исходить из имеющихся фактов, то мне кажется, что от одного ядра невозможно получить энергию, соответствующую 2000 *Мэв*. Несколько лет назад профессор Вильсон предположил, что быстродвижущиеся частицы необходимой энергии могут получаться во время грозы, но у нас нет конкретных данных, подтверждающих эту точку зрения. Я часто думал; нельзя ли предположить, что все мировое пространство пронизано очень слабыми электрическими полями, которые занимают области, соответствующие сотням или даже тысячам световых лет? Заряженная частица, проходя через такую область, может приобрести очень большую энергию. При столкновениях с разреженной материей в мировом пространстве могло бы возникать проникающее излучение типа γ-лучей. Возникновение такого поля трудно объяснить теоретически, но, с другой стороны, оно, наверное, слишком мало, чтобы его можно было измерить лабораторными методами. Если окажется, что излучение имеет корпускулярный характер, то, по-видимому, гипотезы такого рода необходимы, если из рассмотрения исключить гипотезу о грозовом происхождении.

1933

ПРЕВРАЩЕНИЕ ЛИТИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ И ИОНОВ ТЯЖЕЛОГО ИЗОТОПА ВОДОРОДА *

(Совместно с М. Олифантом и Б. Кинси)

В предыдущей статье [1] о превращении элементов под действием протонов мы сообщили результаты некоторых измерений функции распада для тонких и толстых пленок элемента лития и привели данные о наблюдениях эффектов, производимых молекулярными ионами. В настоящем сообщении речь пойдет о длинах пробега частиц, вылетающих из лития при бомбардировке его протонами; приведены также результаты, полученные при бомбардировке лития ионами тяжелого изотопа водорода.

Использованный нами прибор подробно описан в предыдущей статье, за исключением внесенных изменений в устройство окон, позволяющее рождающимся частицам проходить в счетную камеру.

Распад под действием протонов

Как показали Кокрофт и Уолтон [2], при бомбардировке лития смешанным пучком ионов водорода образуются частицы распада с двумя величинами пробега. При напряжении около 400 *кв* наблюдались частицы с пробегом около 8,4 *см* в воздухе, тогда как при снижении поглощения примерно до величины, эквивалентной 2 *см* воздуха [3], начинала проявляться другая величина пробега. При полном поглощении, равном примерно 6 *мм*, число регистрируемых частиц возрастает вдвое по сравнению с числом частиц в длиннопробежной группе. Группа частиц с пробегом 2 *см* постепенно возрастала и, по-видимому, не соответствует частицам с вполне определенным пробегом. Число частиц продолжало возрастать даже при самых малых используемых поглощениях. Как указывает Кирхнер [4], он не смог обнаружить следы этой второй группы на фотографиях, полученных в камере Вильсона, хотя на фотографиях видна группа с пробегом 8,4 *см*, а также частицы, образующиеся при распаде бора. Вследствие столь противоречивых результатов, а также для получения более точных данных для обсуждения были заново довольно подробно измерены пробеги частиц, испускаемых литием. В этих измерениях применялись слюдяные окна с тормозной способностью 0,948; 0,575 и 0,15 *см*. На самом тонком окне были видны яркие интерференционные цвета. Это окно укреплялось

---

* Proc. Roy. Soc., 1933, ser. A, 141, 722—733.

с помощью раствора целлюлоида поверх 10 отверстий диаметром 0,35 *мм*, сгруппированных вместе в круг диаметром около 3 *мм*. Пучок частиц, попадающих в счетчик, формировался диафрагмами, так что расходимость пучка была меньше 15°. На рис. 1 показана кривая поглощения, полученная с этими окнами.

Оказалось, что длиннопробежная группа имеет средний пробег $8{,}4 \pm 0{,}2$ *см*, что согласуется с данными Кокрофта и Уолтона. Но, помимо этой группы, существует еще вполне определенная группа со средним пробегом около 1,15 *см* и, вероятно, третья группа со средним пробегом около 6,5 *мм*. Трудно быть вполне уверенным в приведенных величинах этих двух короткопробежных групп, так как нет источника радиоактивных α-частиц, с которым их можно было бы сравнить, как это можно сделать для более длиннопробежной группы, которая сравнивалась с частицами, испускаемыми ThC с длиной пробега 8,6 *см*. Однако мы считаем, что ошибка не может превышать 2 *мм*. Числа частиц в каждой из этих групп приблизительно относятся как 1 : 1 : 0,5 соответственно для частиц с пробегом 8,4; 1,2 и 0,7 *см*. Уолтон и Ди в своей статье [5] приводят результаты фотографирования в камере Вильсона, которые подтверждают эти выводы.

Подтверждающие данные о наличии двух короткопробежных групп были получены при измерении на осциллографе величины импульса, связанного с попаданием в счетную камеру частиц, прошедших через различные по толщине поглощающие материалы. На рис. 2 показана зависимость максимальной величины импульса от поглощения; глубина камеры составляла 1,5 *мм*. Видно, что кривая имеет два максимума, расположенных примерно при поглощениях, которые и ожидались. Максимальная величина отклонения на осциллографе идентична максимальному отклонению, создаваемому α-частицами, испускаемыми полонием, что свидетельствует о том, что рассматриваемые частицы несут два заряда.

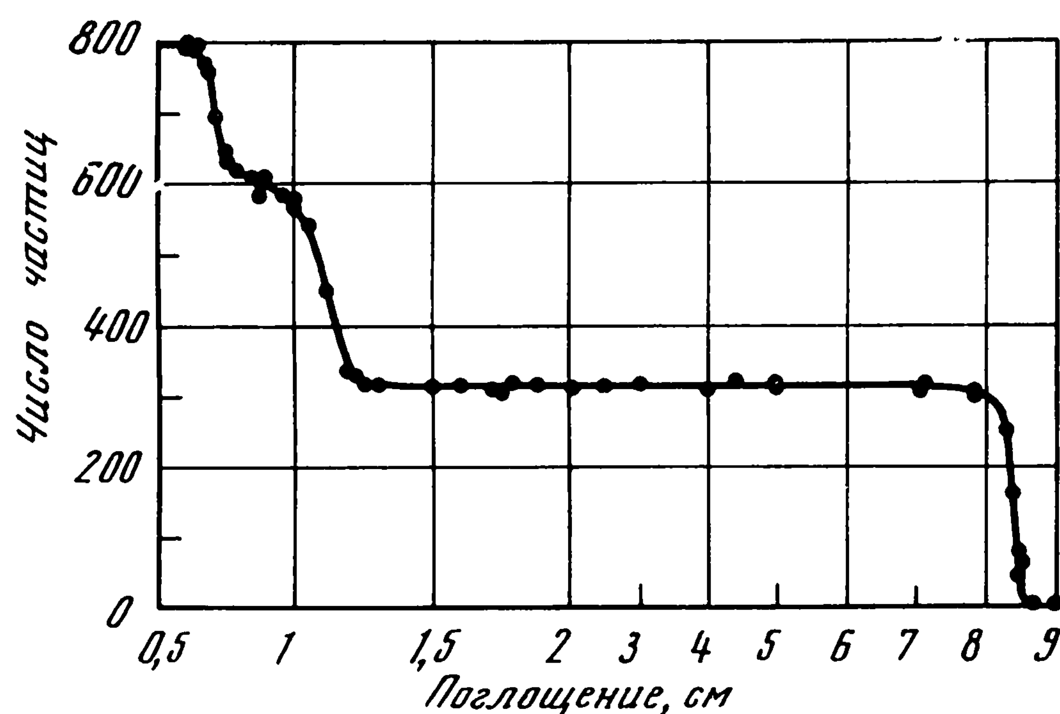


Рис. 1

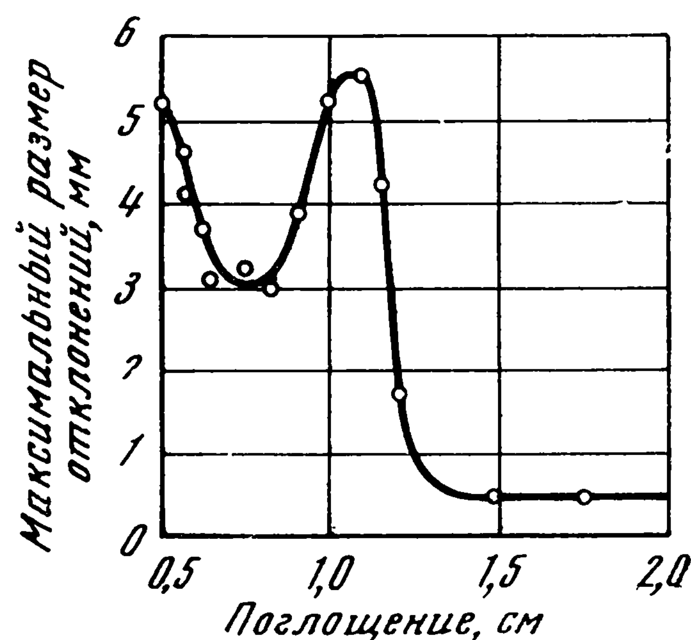


Рис. 2

Распад под действием бомбардировки молекулярными ионами

Мы обнаружили, что пробег частиц, вылетавших из лития при бомбардировке его ионами водорода, эквивалентен пробегу частиц при бомбардировке протонами; действительно, ион молекулы в точности эквивалентен паре протонов; энергия каждого протона равна половине соответствующего ускоряющего напряжения. Однако всегда имеется несколько частиц в минуту, обладающих пробегом, превышающим 8,6 *см*,— предел, установленный при бомбардировке протонами. Например, при ускоряющем напряжении 160 *кв* и токе молекулярного пучка на мишени около 3 *мка* в минуту наблюдается около четырех частиц с пробегом, превышающим 10 *см*. Мы вернемся еще к вопросу об этих частицах.

Распад под действием бомбардировки ионами изотопа водорода с массой 2

Как указано в статье Лоуренса, Ливингстона и Льюиса [6], при энергиях от $3 \cdot 10^5$ до $1{,}2 \cdot 10^6$ *в* ионы тяжелого изотопа водорода способны вызвать распад многих элементов. Как они установили, эффективность образования частиц распада лития под действием этих ионов примерно в 10 раз больше, чем при бомбардировке протонами. Применявшийся ими пучок представлял собой пучок (H^1 — H^2) молекулярных ионов, так что он состоял из равных количеств протонов и H^2-ядер. Они обнаружили, что в продуктах превращения лития имеются частицы с пробегом 8,2 *см*, а также другие частицы со значительно более длинным пробегом — 14,5 *см*. Первую группу частиц они считают протонами, идентифицируя их с описанной выше группой с пробегом 8,4 *см*.

Профессор Льюис любезно подарил нам образец тяжелой воды, в которой, по его оценкам, 93% водорода представляет собой H^2. Из части образца мы приготовили водородный газ и около 20 *см*^{3} этого газа смешали с 2 *л* очищенного гелия. Это было сделано, во-первых, чтобы сохранить H^2, так как мы установили, что число частиц, испускаемых литием при напряжении 150 *кв*, было так велико, что все измерения могли бы проводиться с 1% активности. Во-вторых, вследствие высоких значений потенциалов возбуждения и ионизации гелий создает полную диссоциацию и сильную ионизацию водорода в разряде. В результате путем магнитного разделения ускоренного пучка можно полностью отделить $(H^2)^+$-ионы от ионов обыкновенного водорода и тем самым изучать действие тяжелого изотопа как разлагающего агента, устранив посторонние эффекты. Получаемый таким путем пучок ионов обычно составлял около 0,5 *мка*. Случайные примеси обыкновенного водорода — частично от стенок разрядной трубки — приводили к величине тока пучка протонов около 2 *мка*; этот пучок можно было направлять на мишень, изменив знак магнитного поля, что позволяло проводить сравнение эффектов, создаваемых тяжелыми изотопами и протонами.

Скорость распада

На рис. 3 показана зависимость числа частиц, вылетающих из лития, от ускоряющего напряжения. Две сплошные кривые соответствуют результатам при двух различных поглощениях между мишенью и счетной камерой. Как видно, характер зависимости этих кривых от напряжения почти одинаков. Штриховая кривая показывает соответствующие изме-

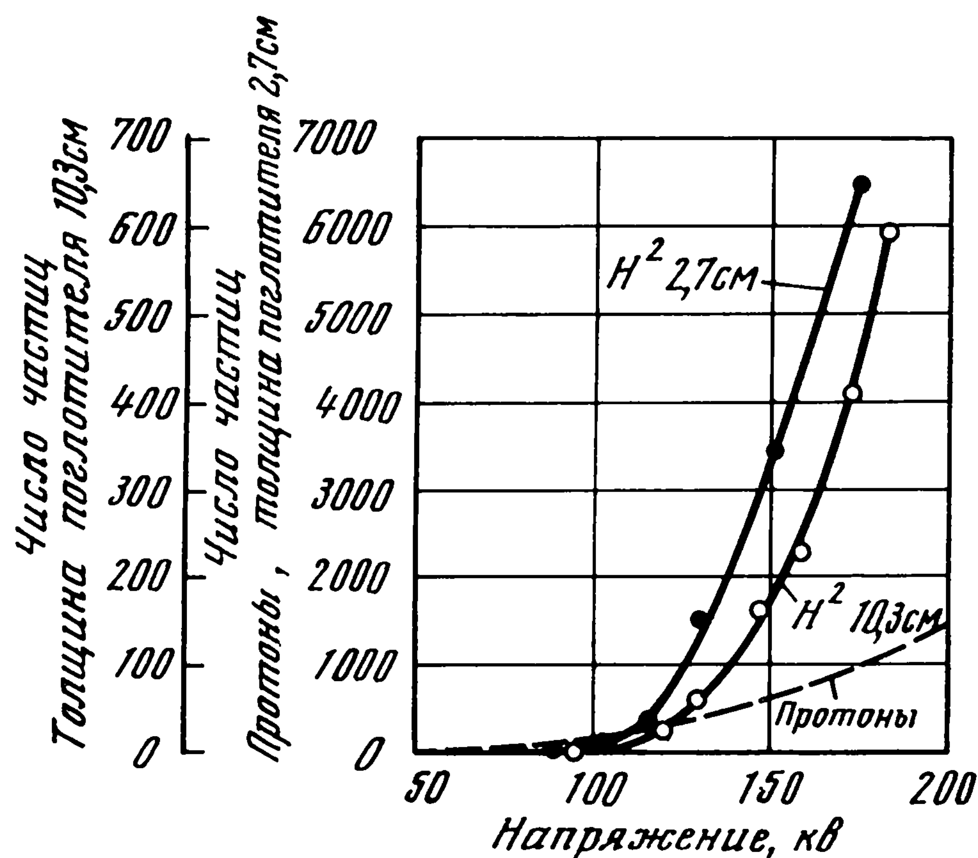


Рис. 3

нения тока протонов; очевидно, что хотя тяжелые изотопы не вызывают заметного эффекта, пока не достигается довольно высокое напряжение, последующая скорость возрастания эффекта столь велика, что при 140 *кв* число частиц, проходящих через поглотитель толщиной 2,7 *см*, превышает более чем вчетверо число частиц, образующееся под действием протонов.

Пробег частиц

Распределение прсбегов, образованных ионами $(H^2)^+$ из лития, показано на рис. 4. Видно, что имеется вполне определенная группа с экстраполированным пробегом 13,2 $\pm$ 0,2 *см*. Средний пробег частиц этой группы, вероятно, равен около 13 *см*, что соответствует энергии около $11{,}5 \cdot 10^6$ *эв*. Имеется также другая группа частиц, пробеги которых распределены почти равномерно между нулем и около 7,8 $\pm$ 0,2 *см*, т. е. с энергией, достигающей $8{,}3 \cdot 10^6$ *эв*. Штриховая кривая на этом же рисунке представляет собой окончание соответствующей кривой пробега, полученной в ходе того же эксперимента и в тех же условиях, что и для частиц, создаваемых пучком протонов. Отчетливо видно различие в пробегах, и очевидно, что сложно отличить частицы с пробегом 8,4 *см*, создаваемые протонами, от частиц группы с более коротким пробегом, образующихся под действием

ионов H^2. Группа частиц с пробегом 13,2 *см* составляет около 0,1 общего числа частиц, подсчитанных при наименьшем из применявшихся нами поглощений. Как будет видно, измерения полностью подтверждены Уолтоном и Ди при фотографировании траекторий частиц в камере Вильсона.

Измерения пробега проводились подсчетом импульсов, создаваемых частицами, с помощью тиратронного двоичного счетчика [7] и по фотографиям осциллограмм. Фотографический метод позволяет осуществлять контроль работы автоматического счетчика и, в частности, дает возможность по большим импульсам немедленно заметить появление нового пробега независимо от числа счетов. Максимальная величина исследованных

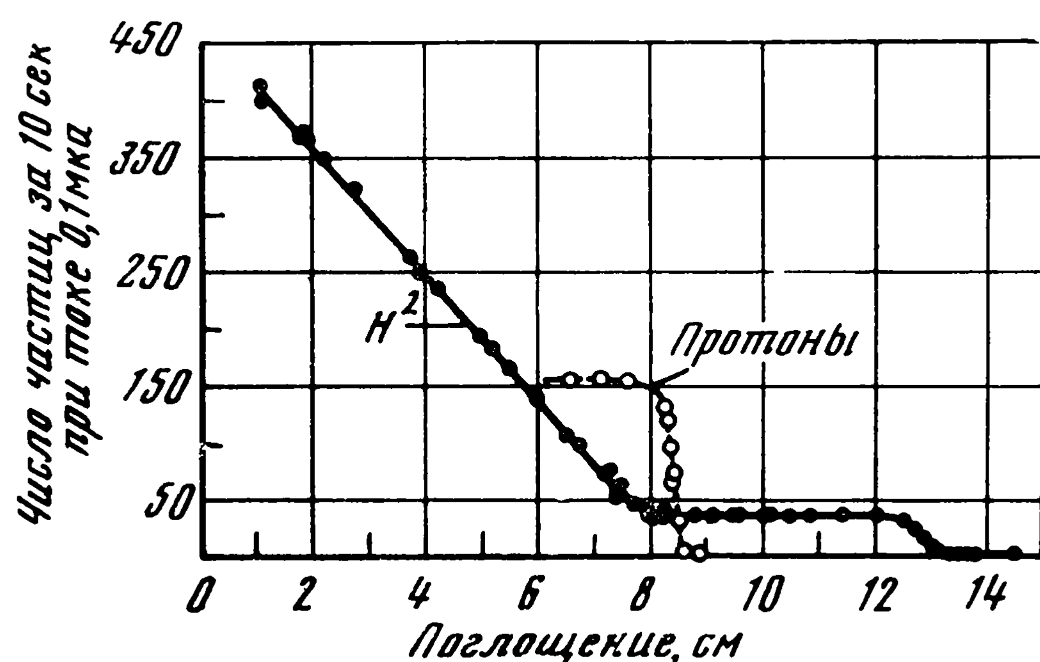


Рис. 4. Образование частиц из литиевой мишени под действием H^2-ионов

Напряжение 160 *кв*, телесный угол около 0,6

отклонений для обеих групп частиц была такой же, как и для полония, так что, возможно, они состоят из α-частиц.

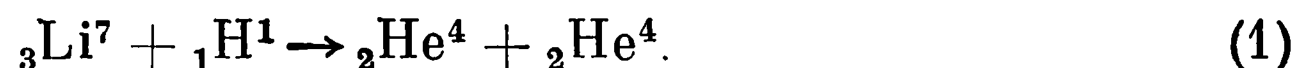
Линейный характер кривой пробега для короткопробежной группы следует из того факта, что на осциллограммах наблюдается одно и то же число больших импульсов во всех точках на протяжении линейного участка кривой. Это показывает, что независимо от поглощения камера регистрирует одно и то же число частиц, т. е. наклон кривой постоянен. Необходимо подчеркнуть, что в этих экспериментах телесный угол составлял около 0,5, что могло слегка исказить кривую пробега и привести к более резкому наклону кривой вначале, чем было при переменном пучке частиц. Это должно означать, что истинная кривая, вероятно, не прямолинейна, как мы это получили, а слегка изогнута к осям. Такая ошибка очень мала и не окажет серьезного влияния на наши дальнейшие выводы. Тщательный поиск частиц с пробегом, бо́льшим 13,2 *см*, был проведен при ускоряющем напряжении до 200 *кв* с камерой глубиной 1 *см*, чтобы регистрировать любые возможные протоны. Однако мы не смогли зарегистрировать частицы, число которых было бы примерно больше $^1/_{100}$ от числа образующихся α-частиц, что является естественным фоном нашей камеры. Быстрые частицы, напоминающие по своему поведению протоны, которые обнаружили Уолтон и Ди, вероятно, появляются только при более высоких бомбардирующих энергиях.

Определение концентрации H^2 в образце водорода

Теперь очевидно, что те немногие частицы с пробегом более 10 *см*, которые были обнаружены при бомбардировке мишени из лития молекулярным пучком обычного водорода, вероятно, частицы с пробегом 13,2 *см*, создаваемые ионами $(H^2)^+$. Были произведены различные оценки концентрации H^2 в водороде, и, по-видимому, по порядку величины она равна $^1/_{10\,000}$. Таким образом, рождение длиннопробежных частиц при бомбардировке лития служит весьма чувствительной проверкой наличия H^2 и этим методом довольно легко можно проследить его концентрацию при электролизе.

Обсуждение

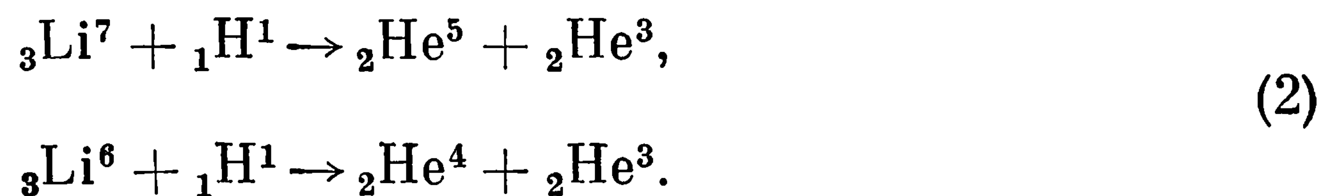
Распад под действием бомбардировки протонами. Вероятная реакция, которая приводит к образованию из лития частиц с пробегом 8,4 *см*, была указана Кокрофтом и Уолтоном [3]:



$$ {}_3Li^7 + {}_1H^1 \rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^4. \quad (1)$$

Если разница между начальной и конечной суммарными массами служит источником энергии частиц, то можно показать, что масса ядра Li^7 должна составлять приблизительно 7,0135. Масса, определенная Коста, равна 7,010; однако в недавней работе Бейнбриджа [8] приведена величина 7,0146 ± 0,0006 для атома, что соответствует массе ядра 7,0130 ± 0,0006 и находится в очень хорошем согласии с указанной выше величиной.

Значительно труднее объяснить два вида пробега, которые мы обнаружили при бомбардировке лития протонами. Раньше предполагалось, что группа с пробегом 2 *см*, обнаруженная Кокрофтом и Уолтоном [2], появляется в результате эмиссии части энергии распада в виде γ-излучения; позднее Траубенберг [9] утверждал, что, по его наблюдениям, при каждом распаде вылетает один γ-квант. Имеются значительные трудности при определении механизма образования γ-излучения большой энергии (около $12 \cdot 10^6$ *в*), и подобные проникающие лучи не обнаруживаются с такой легкостью, как обыкновенные γ-лучи. Нам кажется, что возможность наличия γ-лучей следует иметь в виду, хотя доказательства, которыми мы в настоящее время располагаем, неубедительны, и более вероятно, что короткопробежные частицы возникают совсем другим образом. Например, можно представить себе, что ядерная реакция проходит следующим образом:

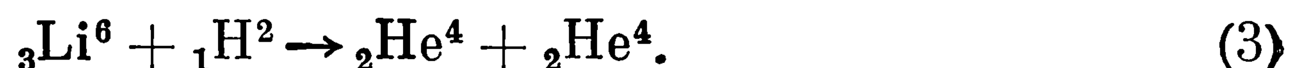


$$\begin{aligned} {}_3Li^7 + {}_1H^1 &\rightarrow {}_2He^5 + {}_2He^3, \\ {}_3Li^6 + {}_1H^1 &\rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^3. \end{aligned} \quad (2)$$

Грубые оценки масс He^3 и He^5, проведенные на основании кривой Астона и зависимости пробега от энергии для таких частиц по аналогии с He^4 и

H, приводят к значениям энергии, которые не так уж сильно отличаются от полученных экспериментально. Существуют и другие реакции, приблизительно удовлетворяющие условиям масс, в которых продуктами распада являются нейтроны и протоны. Эти возможности проверяются поисками γ-лучей, протонов и нейтронов и путем измерения отношения e/m для частиц распада. Несомненно важное значение представляет независимое изучение Li^6 и Li^7 и определение того, какие частицы из них возникают. Так как мы показали [1], что исследование можно вести с пленками лития толщиной меньше атома, то можно приготовить требуемые вещества с помощью анализов по массам.

Распад под действием ионов H^2. Кривая поглощения (см. рис. 4) показывает, что ионы тяжелого изотопа водорода вызывают в литии образование двух групп частиц, из которых наиболее энергичная группа обладает вполне определенной энергией, соответствующей среднему пробегу 13 *см*. Эта первая группа, вероятно, соответствует группе частиц с пробегом 14,8 *см*, о которых сообщали Льюис, Ливингстон и Лоуренс. Различие в длине пробега может быть отнесено за счет ошибки в одном из измерений, а быть может, оно действительно существует и вызвано тем фактом, что экспериментаторы использовали для бомбардировки протоны значительно большей энергии, чем мы. Средний пробег очень хорошо соответствует энергии 11,5 млн. *в*, и, вероятно, частицы возникают в результате реакции, указанной Льюисом, Ливингстоном и Лоуренсом:



$$ {}_3Li^6 + {}_1H^2 \rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^4. \qquad (3)$$

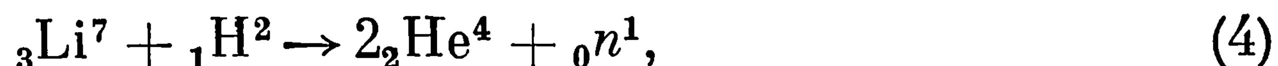
Две частицы в этой реакции должны вылетать в противоположных направлениях с одинаковой энергией. Масса ядра Li^6, согласно Бейнбриджу [8], равна 6,0130; следовательно, в приведенной реакции разность масс конечных и начальных частиц равна 0,0236 единиц массы (*е. м.*), что соответствует энергии каждой частицы $11{,}0 \cdot 10^6$ *в*. Согласие получается хорошее. Почти нет сомнения, что именно в результате этой реакции образуются частицы с пробегом 13,2 *см*[1].

Во второй группе частиц распада, образующихся из лития под действием ионов H^2, наблюдается полное смешение энергий: от энергии, соответствующей кратчайшему пробегу 1 *см*, до энергии, соответствующей пробегу частиц 7,8 *см*. В предыдущей статье [1] мы провели анализ пробегов частиц, вылетающих из бора при бомбардировке его протонами, и в этом случае тоже наблюдали совершенно разнородную по длине пробегов группу. Нам удалось показать, что структура этой группы может быть удовлетворительно объяснена, если предположить, что ядро B^{11} при попадании в него протона распадается на три α-частицы и эти частицы разлетаются в одной плоскости, а энергия их зависит от образующихся между частицами углов. По аналогии с бором можно предположить, что широкий диапазон

---

[1] Этот вывод получил почти полное подтверждение в работе Уолтона и Ди [5].

пробегов частиц, образующихся из лития при бомбардировке ионами H^2, обусловлен тем, что при распаде испускаются три тела. Предположим, что происходит реакция



$$_3Li^7 + {}_1H^2 \rightarrow 2{}_2He^4 + {}_0n^1, \tag{4}$$

т. е. ядро Li^7 при захвате H^2-частицы разваливается на две α-частицы и один нейтрон, при этом освобождается энергия, равная E. Предположим,

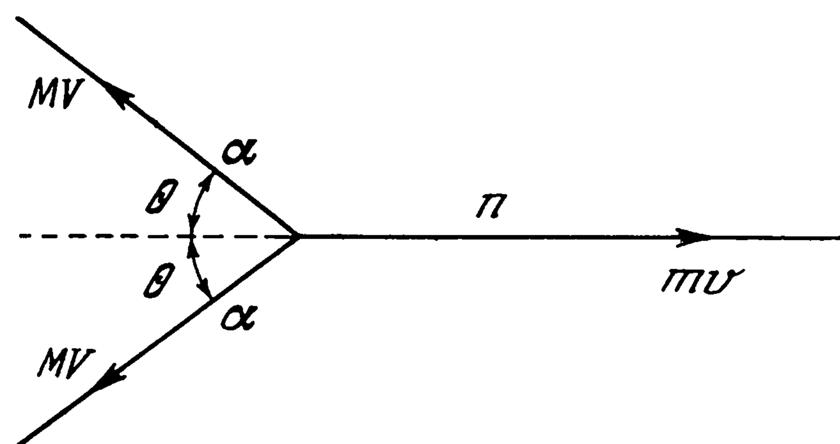


Рис. 5

что вылетающие α-частицы имеют одну и ту же энергию E_α и между собой образуют угол 2θ (рис. 5). Условия импульса и энергии приводят к следующим выражениям соответственно для энергии нейтрона и α-частиц:

$$E_n = E\frac{8\cos\theta}{1+8\cos^2\theta},$$

$$E_\alpha = \frac{E}{2(1+8\cos^2\theta)}. \tag{5}$$

Реакция (4) приводит к выделению массы, равной 0,0173 *е.м.*, если массу ядра Li^7 принять равной 7,0130, что вытекает из реакции взаимодействия лития с протонами. Отсюда получается значение полной энергии $E = 16{,}2 \cdot 10^6$ *в*.

На рис. 6 приведены вычисленные по формуле (5) кривые зависимости энергии нейтрона и α-частицы от угла θ для интервала углов от 0 до 90°. Мы видим, что в то время как энергия α-частицы меняется от 0,056 E до 0,5 E, соответствующая энергия нейтрона изменяется от 0,889 E до нуля. Таким образом, следует ожидать, что среди продуктов распада будут иметься нейтроны всех энергий вплоть до $14{,}4 \cdot 10^6$ *в* и α-частицы с энергией от $0{,}9 \cdot 10^6$ до $8{,}1 \cdot 10^6$ *в*. До сих пор мы еще не искали нейтроны, но видели, что имеется смесь α-частиц различной энергии и что максимальная наблюденная энергия составляет $8{,}3 \cdot 10^6$ *в*; это соответствует пробегу 7,8 *см*. Согласие с расчетом удивительно хорошее.

С помощью кривых, приведенных на рис. 6, легко преобразовать кривые поглощения для обсуждаемой группы частиц (см. рис. 3) в соответствующие кривые зависимости числа частиц от угла θ. Полученная таким образом кривая приведена на рис. 7, из которого ясно, что максимум

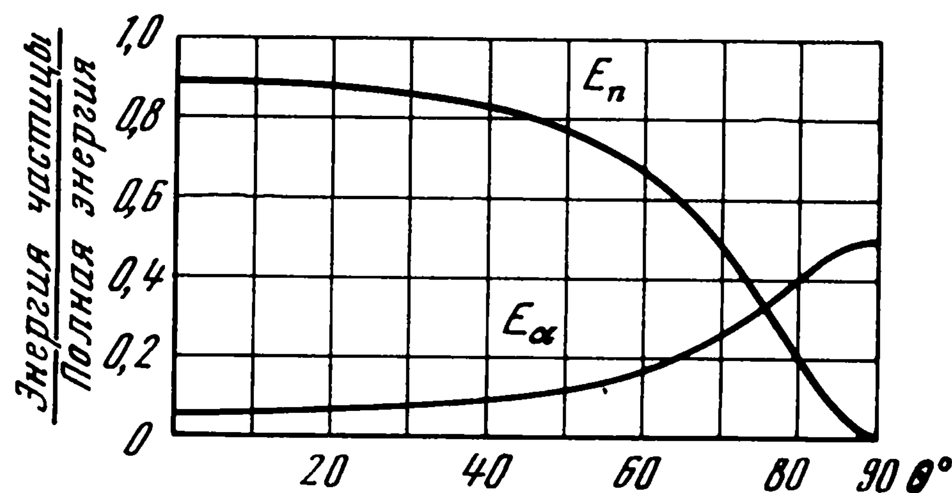


Рис. 6

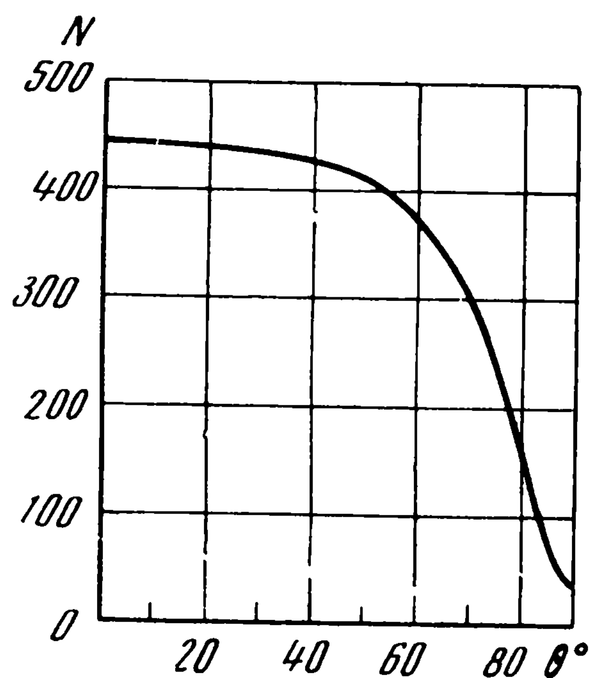


Рис. 7

углового распределения α-частиц находится между 70 и 80° в том диапазоне углов, при которых все частицы распада обладают одной и той же энергией (см. рис. 6). Полученные до сих пор данные убедительно подтверждают реакцию (4) — реакцию распада Li^7 при бомбардировке его ионами H^2. В ближайшем будущем мы собираемся заняться поиском нейтронов.

Мы весьма признательны Г. Льюису за его щедрый дар в виде воды с большим процентным содержанием тяжелого изотопа водорода. Она позволила нам осуществить некоторые из этих экспериментов. Мы также благодарны Г. Кроу за ценную техническую помощь.

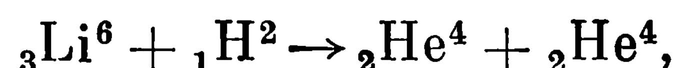
Выводы

1. Кривая поглощения частиц распада, получающихся из лития под действием протонов, свидетельствует о наличии трех различных групп. Обнаруженная длиннопробежная группа (8,4 ± 0,2 *см*) находится в согласии с данными Кокрофта и Уолтона; имеются еще две короткопробежные группы со средним пробегом 1,15 ± 0,2 *см* и 0,65 ± 0,2 *см* соответственно. Отношение числа частиц в этих трех группах соответственно равно приблизительно 1 : 1 : 0,5.

2. Исследован распад лития под действием ионов тяжелого изотопа водорода. Скорость увеличения числа частиц с ростом бомбардирующей энергии оказалась значительно большей, чем в случае протонов, но при этом не было обнаружено частиц при энергии примерно ниже 70 *кв*.

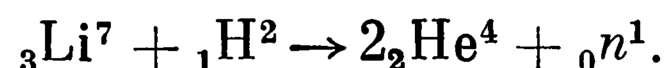
3. Показано, что протоны, вылетающие из лития при бомбардировке его ионами тяжелого изотопа водорода, можно разделить на две группы: четко выделенная группа со средним пробегом 13,0 ± 0,2 *см*, соответствующая энергии 11,5 *Мэв*, и другая — с более коротким пробегом от 1,0 до 7,8 ± 0,2 *см*, т. е. со всеми энергиями от 1,7 до 8,3 *Мэв*.

4. Показано, что частицы, по-видимому, представляют собой ядра гелия, и группа с пробегом 13,0 *см* возникает в результате реакции



$$ {}_3\mathrm{Li}^6 + {}_1\mathrm{H}^2 \rightarrow {}_2\mathrm{He}^4 + {}_2\mathrm{He}^4, $$

тогда как сложная группа есть результат ядерной реакции с участием трех тел



$$ {}_3\mathrm{Li}^7 + {}_1\mathrm{H}^2 \rightarrow 2\,{}_2\mathrm{He}^4 + {}_0n^1. $$

Массы и энергии в этих реакциях лежат в пределах экспериментальной ошибки.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rutherford E., Chadwick J.* Proc. Roy. Soc. A, 1933, **141**, 259.
2. *Cockroft J., Walton E.* Proc. Roy. Soc. A, 1932, **137**, 229.
3. *Cockroft J., Walton E.* Nature, 1933, **131**, 23; Proc. Roy. Soc. A, 1932, **137**, 229.
4. *Kirchner.* Naturwiss. 1933, **21**, 32.
5. *Walton E., Dee P.* Proc. Roy. Soc. A, 1933, **141**, 736.
6. *Lawrence E., Livingston M., Lewis G.* Phys. Rev., 1933, **44**, 55.
7. *Wynn-Williams C.* Proc. Roy. Soc. A, 1932, **136**, 312.
8. *Bainbridge.* Phys. Rev., 1933, **44**, 56.
9. *Traubenberg.* Z. Phys., 1933, **80**, 557.

35

СОВРЕМЕННАЯ АЛХИМИЯ *

По материалам лекции памяти Генри Сиджвика, прочитанной в ноябре 1936 г. в Ньюнхемском колледже, Кембридж

Предисловие

Эта небольшая книга представляет собой несколько расширенный вариант лекции памяти Генри Сиджвика, прочитанной в Ньюнхемском колледже 28 ноября 1936 г.

Еще на заре возникновения учения о радиоактивности мое внимание очень занимала проблема превращения элементов, и я с необычайным интересом и энтузиазмом следил за бурным прогрессом наших знаний в последние несколько лет. Этот успех во многом обязан созданию новых мощных методов исследований этой фундаментальной проблемы. Поэтому я счел интересным добавить краткое описание новых приборов и методов, которые сейчас применяются во многих лабораториях мира.

Я включил также иллюстрации, которые приводил в своей лекции. Я признателен Ч. Т. Р. Вильсону, Е. Лоуренсу, П. М. С. Блэкетту, Дж. Чадвику, П. Ди, Ч. Гильберту, Г. Тейлору и М. Голдгаберу за разрешение привести некоторые из полученных ими фотографий. Я также благодарю М. Олифанта и П. Ди за помощь в подготовке иллюстраций и исправление ошибок.

Февраль 1937 г.

Резерфорд

В этой лекции я намерен вкратце изложить современные исследования в области превращения элементов. Название лекции должно оттенить контраст между этими исследованиями и старинной алхимией, которая в течение почти двух тысячелетий с такой исключительной силой привлекала к себе человеческие умы. Вера в возможность превращения вещества возникла еще в начале нашей эры. Поиски философского камня, с помощью которого можно было бы превращать одни элементы в другие и особенно извлекать золото и серебро из обычных металлов, неустанно продолжались на протяжении всего средневековья. Распространение этой идеи в течение ряда столетий в значительной мере связано с философской концепцией природы вещей, опиравшейся на авторитет Аристотеля. Согласно

---

* The Newer Alchemy. Cambridge, 1937.

этой концепции, предполагалось, что все тела состоят из одной и той же первичной субстанции, и четыре основных элемента — земля, воздух, огонь и вода — отличаются друг от друга лишь тем, что в различной степени обладают качествами холода, теплоты, сухости и влажности. Путем усиления или ослабления одного из этих качеств свойства вещества могут быть изменены. Алхимикам, впитавшим эти воззрения, казалось очевидным, что одно вещество может быть превращено в другое, надо только найти надлежащий метод такого превращения. В эпоху зарождения химии, когда природа химических соединений была мало понятна, заметное изменение внешнего вида и свойств вещества при химической реакции служило подтверждением подобных воззрений. Время от времени появлялись люди, утверждающие, что они открыли великую тайну, однако есть все основания полагать, что ни одной крупинки золота таким путем никогда не было получено. Когда мы оглядываемся назад с вершины сегодняшних наших знаний, то становится ясно, что при тех чрезвычайно ограниченных возможностях, какими располагали экспериментаторы того времени, превращение элементов было безнадежной затеей. По мере развития экспериментальной техники и непрерывного роста знаний в области химии идея о превращении элементов постепенно отбрасывалась и теряла свое влияние на прогресс науки. Однако в умах широкой публики старинные идеи алхимии укрепились прочнее, и даже по сию пору находятся шарлатаны или жертвы самообмана, претендующие на обладание рецептами изготовления значительных количеств золота путем превращения. Эти шарлатаны нередко столь убедительно пользуются научным жаргоном, что иной раз тревожат сон самых трезвых финансистов. Мы увидим далее, что в настоящее время с помощью современных методов можно искусственно произвести чрезвычайно ничтожные количества золота, да и то лишь путем превращения еще более дорогостоящего элемента — платины.

С ростом знаний в области химии старые идеи о превращении элементов теряли под собой почву. Было установлено, что вещество может быть разложено на 80 и более элементов, атомы которых казались неизменными и неразрушаемыми. Обычные физические и химические агенты, находившиеся тогда в нашем распоряжении, казались бессильными каким бы то ни было образом изменить атомы элементов. Идее неизменности атомов был нанесен сильный удар, когда в 1902 г. было обнаружено, что атомы двух хорошо известных элементов — урана и тория — претерпевают подлинный процесс спонтанного превращения, хотя и идущего с очень малой скоростью. Этот вывод вытекал из открытия радиоактивных свойств этих двух тяжелых элементов, которые самопроизвольно испускают несколько типов проникающего излучения, вызывающего почернение фотографической пластинки и разряд наэлектризованных тел. Эти радиоактивные свойства служат признаком неустойчивости атомов. Время от времени какой-нибудь атом самопроизвольно взрывается, выбрасывая из себя с огромной силой быструю α- или β-частицу; α-частица представляет собой заряженный атом гелия с массой 4, выбрасываемый со скоростью

около 10 000 *км/сек*; β-частица — это лишь другое название легкой, заряженной отрицательно частицы — электрона; она обычно испускается со скоростью, во много раз большей. Иногда процесс превращения сопровождается проникающим излучением типа рентгеновских лучей, известным под названием γ-излучения.

Радиоактивные превращения

Если мы возьмем 1 *г* элемента урана, то в 1 *сек* в нем распадается около 24 000 атомов, каждый из которых выбрасывает α-частицу. Однако число атомов в 1 *г* настолько велико, что для превращения половины всех атомов требуется около 4500 млн. лет. В результате испускания α-частицы с массой 4 из атома урана с атомным весом 238 образуется новый атом с атомным весом 234. Атомы этого нового элемента очень неустойчивы и быстро распадаются, причем каждый атом испускает быструю β-частицу. Раз начавшись, этот процесс превращения проходит ряд последовательных стадий, при которых из одного неустойчивого атома образуется другой. Хорошо известный элемент радий происходит от урана и является пятым продуктом в ряду его превращений.

Активность радиоактивного вещества, измеряемая интенсивностью испускаемого им излучения, с течением времени спадает по закону геометрической прогрессии. Если активность сокращается наполовину за время T, называемое периодом полураспада, то за время $2T$ она уменьшится до $^1/_4$ своей первоначальной величины, за время $3T$ — до $^1/_8$ и т. д. Можно легко подсчитать, что по истечении времени 20 T активность будет составлять менее одной миллионной своей первоначальной величины. Этот закон распада — универсальный закон для всех радиоактивных веществ, но период полураспада T для каждого радиоактивного вещества имеет свое характеристическое значение, изменяющееся для разных веществ в чрезвычайно широких пределах. Например, период полураспада урана равен 4500 млн. лет, радия — 1600 лет, а для одного из продуктов распада радия, известного под названием радия C′, он составляет всего лишь миллионную долю секунды. Этот закон распада выражает тот факт, что количество атомов, распадающихся за единицу времени, в среднем всегда пропорционально числу атомов, оставшихся на данный момент неизменными. Такого соотношения и следовало ожидать, если предположить, что распад отдельных атомов происходит по вероятностным законам.

Поразительная цепь превращений урана изображена на рис. 1, где кружками обозначены ядра последовательно образующихся атомов. Для каждого вещества приведен период полураспада и указана природа испускаемых им частиц (α- или β-частицы). Описание методов, с помощью которых была однозначно установлена эта последовательность превращений, заняло бы слишком много времени; однако необходимо обратить внимание на исключительную простоту соотношений, связывающих между собой все члены ряда превращений.

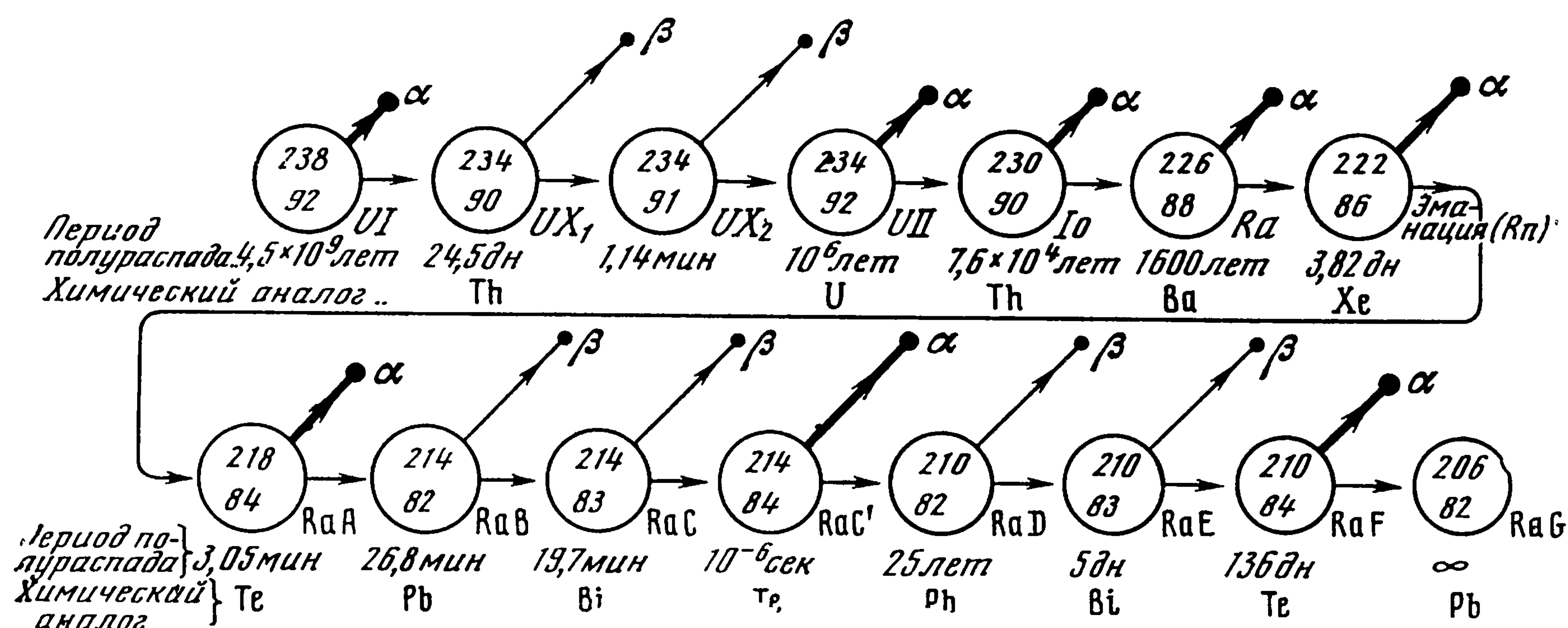


Рис. 1. Ряд превращений урана

Верхняя цифра в каждом кружке означает атомный вес, нижняя — порядковый номер элемента и заряд ядра. Длина жирной стрелки показывает относительную длину пробега α-частиц

Теперь мы знаем, что химические свойства элемента определяются его атомным номером, который также соответствует числу естественных единиц заряда в атомном ядре. Поскольку электричество имеет атомную структуру, то заряд ядра всегда выражается целым числом, изменяющимся от 1 для ядра легчайшего элемента—водорода до 92 для ядра самого тяжелого элемента — урана. Внутри каждого кружка на рис. 1 указан атомный номер ядра и его атомный вес, выраженный через атомный вес кислорода, который принят равным 16.

Освобождающиеся при превращении α- или β-частицы вылетают из самого ядра атома. Таким образом, выбрасывание α-частицы, несущей две положительные единицы заряда и обладающей массой 4, понижает атомный номер ядра на две единицы и его массу на четыре единицы. С другой стороны, при испускании β-частицы, несущей единичный отрицательный заряд, общий заряд ядра увеличивается на единицу. Так как β-частица обладает очень малой массой, то при вылете ее масса атома в первом приближении не меняется. Эти простые соображения, основанные на рассмотрении природы испускаемого излучения, удовлетворительно объясняют атомные номера и массы всех элементов в длинной цепи превращений. Сейчас твердо установлено, что масса и энергия эквивалентны. Зная точную массу α-частицы (ядра гелия) и максимальную кинетическую энергию выбрасываемой α- или β-частицы, можно точно вычислить атомные веса всех атомов ряда, если только известен атомный вес урана. Конечный продукт ряда, не обнаруживающий никаких следов активности, имеет тот же атомный номер, что и свинец, но его атомный вес равен 206 в отличие от атомного веса обычного свинца 207,2.

В настоящее время хорошо известно, что большинство элементов представляет собой смесь нескольких изотопов, т. е. атомов с одинаковым за-

рядом, но с различными массами. Астон показал, что обычный свинец состоит по крайней мере из трех изотопов с атомными весами 206, 207 и 208, из которых преобладает изотоп с атомным весом 206. Таким образом, конечный продукт ряда урана, обычно называемый урановым свинцом,— это один из изотопов обычного свинца (изотоп 206). Свинец, выделенный из старого уранового минерала, состоит главным образом из этого изотопа 206. Отметим также, что в ряду урана встречаются два радиоактивных изотопа свинца с атомными номерами 82 — радий B с атомным весом 214 и радий D с атомным весом 210.

Необходимо упомянуть, что подобная же длинная цепь последовательных превращений обнаружена у элементов тория и актиния. Конечный продукт ряда тория — снова изотоп свинца, но с атомным весом 208, а не 206, как у уранового свинца. Свинец, извлеченный из чисто ториевого минерала, состоит главным образом из изотопа с атомным весом 208. Конечный продукт актиниевого ряда превращений также представляет собой изотоп свинца, но с атомным весом 207. Знаменательно, что конечные продукты всех трех рядов превращений — это три изотопа свинца, но с различными атомными весами.

Поразительные изменения химических и физических свойств элементов при радиоактивных превращениях хорошо иллюстрируются на примере превращения радия. Радий в чистом виде представляет собой металл, по своим химическим свойствам напоминающий барий. Он распадается, испуская α-частицы, с периодом полураспада 1600 лет, и превращается в тяжелый радиоактивный газ, называемый теперь радоном. Этот газ химически инертен и в этом отношении принадлежит к хорошо известной группе инертных газов, куда относятся, в частности, гелий, неон и аргон. Атомы эманации весьма неустойчивы по сравнению с атомами радия: половина их распадается за 3,8 дня. Интенсивная радиоактивность этого газа может быть продемонстрирована простым опытом. Ничтожное количество этого газа, объемом менее 0,1 *мм*^{3} при нормальном давлении, впускается в откачанный стеклянный сосуд, стенки которого изнутри покрыты слоем фосфоресцирующего сернистого цинка. Тотчас же сосуд начинает ярко светиться вследствие интенсивной бомбардировки сернистого цинка огромным количеством α-частиц, выбрасываемых эманацией при ее распаде.

Следует иметь в виду, что энергия, освобождающаяся при превращении одного атома, главным образом в форме кинетической энергии α- и β-частиц, огромна по сравнению с энергией, выделяемой на один атом в наиболее сильных взрывчатых веществах. Если поместить 1 *г* чистой радиевой соли в закрытую стеклянную трубочку, то α-частицы, выбрасываемые радием и продуктами его распада, будут поглощаться либо радиевой солью, либо стеклянными стенками, и их энергия движения в конечном счете превратится в тепло *in situ*. Некоторые наиболее быстрые β-частицы и большая часть γ-лучей будут проходить через стеклянные стенки. Благодаря выделению тепла трубочка с радием всегда оказы-

вается на несколько градусов теплее окружающей среды. Излучение тепла со временем будет медленно ослабевать и сократится наполовину через 1600 лет. При прохождении через вещество α-частицы теряют свою скорость, а в конце концов и заряд, превращаясь в обычные атомы гелия. Полученный таким путем гелий может быть выделен при растворении или нагревании радиевой соли. Громадные количества излучаемого радиоактивным веществом тепла лучше всего могут быть иллюстрированы на примере более быстро распадающихся веществ, например эманации радия с периодом полураспада 3,8 дня. Как видно из рис. 1, эманация, распадаясь с испусканием α-частицы, порождает четыре быстро изменяющихся продукта — радий A, радий B, радий C и радий C′, два из которых испускают α-частицы, а два — β-частицы. Через несколько часов после введения эманации в запаянную трубку между нею и ее четырьмя короткоживущими продуктами распада устанавливается своего рода равновесие, когда активность продуктов распада определяется распадом эманации. Через 1—2 месяца практически вся эманация превращается в радий D. Период полураспада последнего (25 лет) настолько велик по сравнению с периодами продуктов его разложения — радия E и радия F, что окончательный распад этих продуктов определяется периодом полураспада радия D.

Представим себе, что нам удалось получить значительное количество, скажем килограмм, эманации радия и поместить его в бомбу из жароупорного материала. Примерно через 2 *час* количество выделяемого в единицу времени тепла будет соответствовать мощности 20 000 *квт*, и, если не предусмотреть весьма эффективного охлаждения, бомба расплавится. Этот тепловой эффект будет ослабевать с той же скоростью, с какой идет распад эманации, и уменьшится наполовину через 3,8 дня. Примерно через 2 месяца бо́льшая часть эманации исчезнет и бомба окажется наполненной газом гелием, получившимся из α-частиц с объемом, превышающим втрое первоначальный объем эманации, тогда как стенки сосуда будут покрыты слоем осадка из 946 *г* радия D, который представляет собой медленно распадающийся радиоактивный изотоп свинца с атомным весом 210. Если бы мы могли продолжать эксперимент еще 200 лет, то к концу этого времени обнаружили бы, что радий D почти целиком исчез, а на его месте появился неактивный изотоп свинца — урановый свинец с атомным весом 206. В результате выбрасывания α-частиц из радия F объем гелия увеличился бы в $^4/_3$ раза.

Интересно отметить, что последний радиоактивный элемент ряда, радий F, известный обычно под названием полония, был первым радиоактивным элементом, выделенным из урановых минералов Марией Кюри в 1897 г.

Хотя можно уверенно предсказать последствия такого эксперимента, мы совершенно лишены возможности осуществить его на практике, ибо, чтобы получить 1 *кг* эманации, потребовалось бы 200 т радия, а все количество добытого до сих пор радия составляет, вероятно, менее 1 *кг*. Однако нам

следует лишь благодарить это обстоятельство, ибо при проведении эксперимента такого масштаба исходящее из бомбы интенсивное излучение энергии в форме проникающих γ-лучей, эквивалентное мощности в 1000 *квт*, безусловно, оказалось бы опасным для здоровья находящихся поблизости людей.

Тем не менее я полагаю, что такой воображаемый эксперимент поможет получить представление о гигантских размерах излучения энергии при радиоактивных изменениях, а также о поразительной природе превращений, в результате которых эманация в конце концов превращается в гелий и урановый свинец. Эти радиоактивные превращения происходят спонтанно и не поддаются внешним воздействиям. На этот естественный процесс ни в малейшей степени не влияют ни сильный жар, ни чрезвычайный холод. Мы можем лишь наблюдать и изучать эти поразительные превращения, не будучи в состоянии как-то повлиять на них.

Радиоактивные свойства проявляются заметным образом в двух наиболее тяжелых элементах — уране и тории — и лишь в очень слабой степени в немногих других элементах. Большинство элементов обычно не обнаруживает никаких признаков радиоактивности, так что можно с полным правом заключить, что атомы этих элементов в обычных на нашей Земле условиях неизменно устойчивы. За последние несколько лет были найдены способы не только искусственного превращения одного элемента в другой, но и получения множества новых радиоактивных веществ, распадающихся по тем же законам, что и естественные радиоактивные вещества. Эти познания — результат интенсивных исследований, длившихся многие годы, и развития новых, мощных методов наступления на эту наиболее фундаментальную проблему физики.

Элементарные частицы

Изучение радиоактивных превращений привело нас к открытию быстрых α- и β-частиц как возможных составных частей тяжелого атомного ядра. При дальнейших исследованиях обычных элементов было обнаружено существование еще нескольких типов элементарных частиц, высвобождающихся при взрыве атомных ядер. Наиболее важными из этих вновь открытых частиц являются *протон*, *нейтрон*, *дейтрон* и *положительный электрон*.

Протоном названо ядро водорода с зарядом 1 и массой 1,0076. Нейтрон представляет собой незаряженную частицу с массой, несколько превышающей массу протона, т. е. 1,0090. По современным представлениям эти две частицы—протон и нейтрон—тесно связаны друг с другом. Полагают, что под действием интенсивных сил, существующих внутри атомного ядра, нейтрон может быть превращен в протон путем отнятия у него отрицательного электрона, и, наоборот, протон может быть превращен в нейтрон путем прибавления отрицательного электрона. Хотя мы пока не располагаем прямыми доказательствами подобных взаимных пре-

вращений, общие данные, безусловно, говорят в пользу представлений о наличии определенной связи между этими двумя частицами. Естественно предположить, что нейтрон представляет собой тесную комбинацию протона и электрона, хотя до настоящего времени объяснение разницы в массах этих частиц наталкивается на серьезные трудности.

Альфа-частица представляет собой ядро гелия с зарядом 2 и массой 4,0029. Открытие, которое недавно сделал Юри, что изотоп водорода с массой 2 всегда присутствует в небольшой пропорции в обычном водороде, оказалось очень важным как для физики, так и для химии. Подвергая обыкновенную воду многократному электролизу, можно получить чистую тяжелую воду, в которой атом водорода с массой 1 заменен своим изотопом с массой 2. Такая вода приблизительно на 11% тяжелее обычной и имеет иные точки кипения и замерзания. Тяжелый водород с массой 2 был назван *дейтерием* и получил химический символ D. При пропускании электрического разряда через тяжелый водород некоторые атомы его теряют отрицательный электрон и становятся положительно заряженными ионами. Эти ионы называют «дейтронами», тогда как ионы обычного водорода, как мы видели, называются «протонами». Эти два иона желательно называть по-разному, так как они часто применяются в качестве быстрых частиц для бомбардировки вещества. Мы увидим далее, что быстрые протоны и дейтроны наряду с α-частицами и нейтронами оказались чрезвычайно эффективными агентами для превращения многих элементов. Существуют непосредственные экспериментальные доказательства того, что дейтрон, как этого и можно было ожидать, представляет собой плотное соединение протона с нейтроном.

При некоторых превращениях появляется также положительный электрон — антипод отрицательного электрона малой массы. Эта неуловимая частица впервые была открыта несколько лет назад Андерсоном при экспериментах с космическими лучами. Теперь мы можем в лабораторных условиях получать положительные электроны в небольших количествах, пропуская через вещество γ-излучение высокой квантовой энергии. Кроме того, некоторые легкие элементы выбрасывают положительные электроны с большой скоростью при бомбардировке их α-частицами. Положительному электрону было присвоено название «позитрон»; считают, что он обладает той же незначительной массой, что и обычный отрицательный электрон, и равным, но противоположным по знаку зарядом.

При некоторых превращениях образуются еще два легких элемента, или, вернее, два новых изотопа водорода и гелия: H^3 и He^3. Оба изотопа, по-видимому, устойчивы, но ни один из них до сих пор не удалось обнаружить в обычных веществах. Первоначально предполагалось, что H^3 присутствует в препаратах тяжелой воды, но последующие наблюдения этого не подтвердили.

Обнаружение быстрых частиц

Мы видели, что все виды излучения радиоактивных веществ обладают характерными свойствами разряжать наэлектризованное тело. Это свойство объясняется способностью движущихся α- и β-частиц при прохождении через газ образовывать множество положительно и отрицательно заряженных частиц — ионов. Первичный акт ионизации заключается в отрыве от атома или молекулы одного из внешних электронов в результате соударения с быстрой частицей. Ионы движутся через газ в электрическом поле, причем положительные ионы идут к отрицательному электроду, и наоборот. Движение этих двух сортов ионов в противоположных направлениях эквивалентно прохождению электрического тока через газ.

В начальный период исследования радиоактивности действие различных типов излучения изучалось и сравнивалось с помощью такого электрического метода, причем измерительным прибором служил электроскоп или электрометр. Этот электрический метод представляет собой очень удобное средство для обнаружения ничтожных количеств радиоактивного вещества и еще поныне широко применяется в тех случаях, когда можно ожидать легко измеримый эффект.

Быстрый прогресс за последние годы наших знаний о превращениях элементов в значительной мере обусловлен открытием чувствительных методов обнаружения и подсчета отдельных частиц, движущихся с большими скоростями, например протонов или α- и β-частиц. Все эти методы основаны в конечном счете на явлении ионизации газа пролетающими через него быстрыми частицами.

Метод расширения. Самый замечательный из этих методов изобретен Ч.Т.Р. Вильсоном. Он основан на том наблюдении, что образующиеся при движении быстрой частицы ионы при определенных условиях могут стать центрами, около которых происходит конденсация водяных паров. При этом вокруг каждого иона образуется видимая капелька воды. Так как быстрая α-частица при своем прохождении сквозь газ образует более 100 000 пар положительных и отрицательных ионов, то истинный путь пролетающей частицы становится видимым как полоска теснящихся друг за другом водяных капелек. Стереоскопические фотографии следов, заснятые тотчас после расширения, отчетливо показывают положение траекторий частиц в пространстве.

Прибор, применяемый для этой цели, называется камерой Вильсона. Типичная схема такой камеры, а также пояснение принципа ее работы приведены на рис. 2. Камера имеет цилиндрическую форму; пространство *A* насыщено водяными парами. Предположим, например, что через газ в момент расширения проходит α-частица. Тогда, если степень расширения подобрана надлежащим образом, каждый ион, образующийся на пути α-частицы, становится центром конденсации, и путь частицы отчетливо виден.

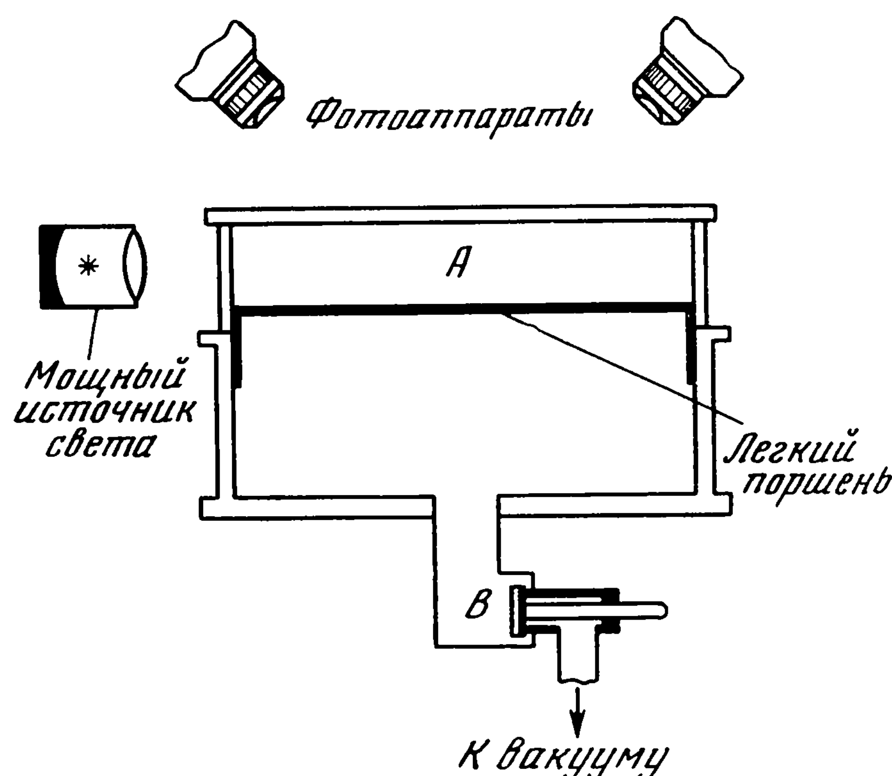


Рис. 2. Камера Вильсона

Легкий поршень внезапно опускается посредством понижения давления под ним. Газ *А* в пространстве над поршнем расширяется, охлаждаясь при этом настолько, что содержащийся в нем пар становится пересыщенным. Этот пар конденсируется в виде маленьких капелек на присутствующих в газе заряженных частицах (ионах). Камера освещается через стеклянную стенку, и образующиеся капли фотографируются в рассеянном ими свете, попадающем в расположенные сверху два фотоаппарата. *А* — пространство, содержащее газ, насыщенный водяным паром; *В* — давление в этом пространстве внезапно понижается посредством открытия клапана

Фотография следов α-частицы, полученная описанным способом, приведена на рис. 3. Источником α-частиц в данном случае служила небольшая металлическая пластинка, активированная путем экспозиции в эманации тория и помещенная в камеру расширения. Поверхность пластинки была покрыта невидимой пленкой активного вещества, содержащего два источника α-лучей — торий С и торий С′. Все α-частицы, испускаемые торием С′, имеют одинаковую скорость и длину пробега в воздухе, равную 8,6 *см*. Следы α-частиц, испущенных торием С, с более коротким пробегом (4,8 *см*) видны на фотографии вперемежку с преобладающими следами более быстрых α-частиц.

Огромное большинство α-частиц пронизывает газ по прямолинейным траекториям, причем конец следа указывает точку, в которой скорость α-частицы настолько понизилась, что она уже не способна более образовывать ионы. При прохождении β-частицы через газ возникает след, имеющий некоторые характерные отличия от следа более массивной α-частицы. Во-первых, след β-частицы гораздо менее плотен вследствие значительно меньшей ионизации, производимой β-частицей на единице пути. Это ясно видно на фотографии следа β-частицы, приведенной на рис. 4. Прямолинейный путь быстрой β-частицы намечен вереницей капель, настолько далеко отстоящих друг от друга, что их число почти можно сосчитать. Во вторых, легкая β-частица в результате столкновений с атомами чаще отклоняется от прямолинейного пути, чем движущаяся с той же скоростью α-частица. Этим и объясняется извилистый характер следов β-частиц на фотографии. Заметное утолщение в конце следа есть результат увеличения производимой β-частицей ионизации при уменьшении ее скорости.

Фотография пути β-частицы, приведенная на рис. 5, интересна тем, что отражает те приключения, которые происходят с β-частицей при прохождении ее через газ. Длинный след, идущий слева, резко загибается почти под прямым углом. Это происходит в результате столкновения β-частицы с тяжелым ядром одного из атомов.

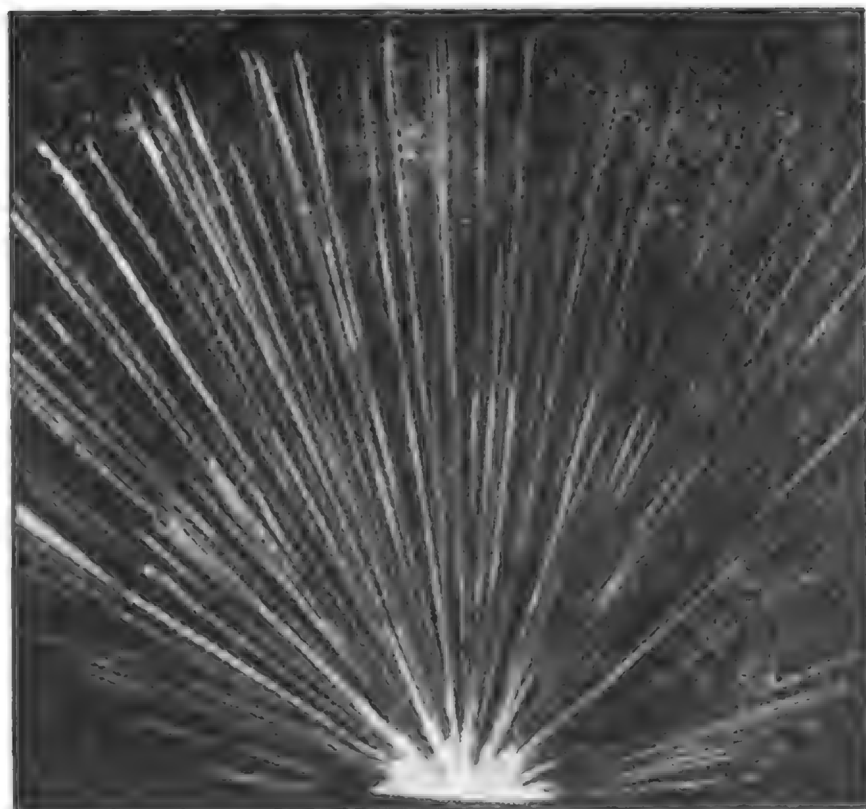


Рис. 3. Следы α-частиц, испускаемых торием (С + С′), разделяющиеся на две группы с пробегами 8,6 и 4,8 *см* в воздухе (фотография Дж. Чадвика)



Рис. 4. Следы фотоэлектронов с пробегом около 1 *см*, образованных при абсорбции характеристического *К*-излучения серебра в воздухе (энергия около 21 000 *в*)

Прямолинейный след принадлежит электрону с гораздо большей энергией и, вероятно, вызван космическими лучами (фотография. Ч. Т. Р. Вильсона)



Рис. 5. След фотоэлектрона, образованного при поглощении кванта рентгеновских лучей с энергией 46 000 *в*

В своем начальном прямолинейном участке след испытывает резкое отклонение в результате тесного сближения электрона с атомным ядром. На снимке отчетливо заметна возрастающая плотность ионизации и искривление пути вследствие столкновений по мере уменьшения скорости частиц к концу следа (фотография Ч. Т. Р. Вильсона)

Ответвляющиеся от главного пути короткие следы — пути вторичных электронов, вылетающих из атомов в результате соударений с быстрой β-частицей.

Скорость и энергия пролетающей β-частицы могут быть непосредственно определены измерением кривизны пути частицы в однородном магнитном поле. Если поле перпендикулярно направлению полета, то β-частица движется по окружности. Если поле достаточно сильное и скорость β-частицы не слишком велика, то след частицы в газе может описать полный круг много раз подряд. Направление отклонения частицы в магнитном поле зависит от знака ее заряда. Если известно направление движения частицы, то этим способом можно сразу определить, принадлежит ли след быстрому положительному или отрицательному электрону.

Электрический метод. В ряде экспериментов необходимо бывает сосчитать количество быстрых частиц, попадающих в детектирующую камеру за данный промежуток времени. Проще всего это может быть сделано электрическим методом подсчета. Принцип метода пояснен на рис. 6. Предположим, например, что нужно сосчитать α-частицы. Они направляются в камеру через тонкую металлическую фольгу *A* и останавливаются, наталкиваясь на параллельную ей изолированную пластинку *B*. К электродам приложено достаточное напряжение, чтобы быстро переносить к ним

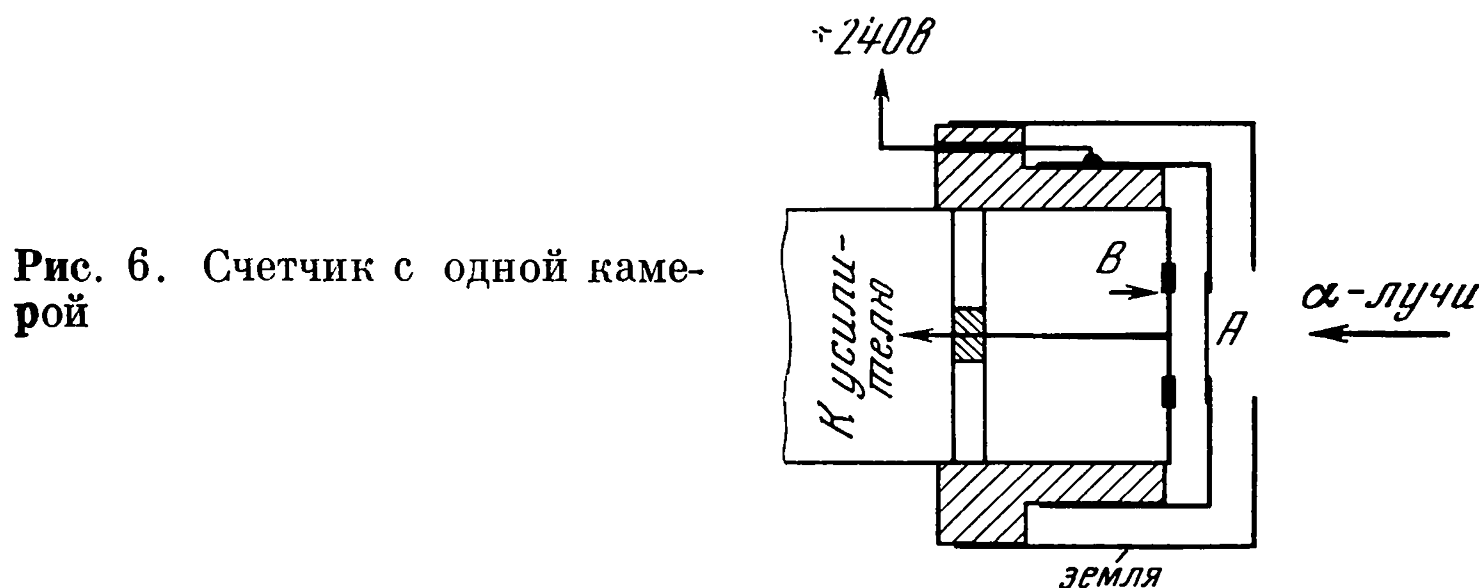


Рис. 6. Счетчик с одной камерой

ионы, образующиеся между пластинками, находящимися обычно на расстоянии 3—5 *мм* друг от друга. Каждое попадание α-частицы в камеру вызывает небольшое увеличение потенциала пластинки *B*, которое автоматически повышается более чем в 100 млн. раз серией специально приспособленных для этой цели усилителей. Мгновенное повышение потенциала на выходе достаточно велико (порядка 100 *в*), чтобы вызвать значительное отклонение осциллографа, имеющего очень малый собственный период колебаний — меньше 0,001 *сек.*

Фотографическая запись отклонений осциллографа, вызванных попаданием в камеру α-частиц, показана на рис. 7. Каждая вертикальная линия отображает усиленное электрическое действие одной α-частицы, а непрерывная горизонтальная линия — естественное движение ленты осцил-

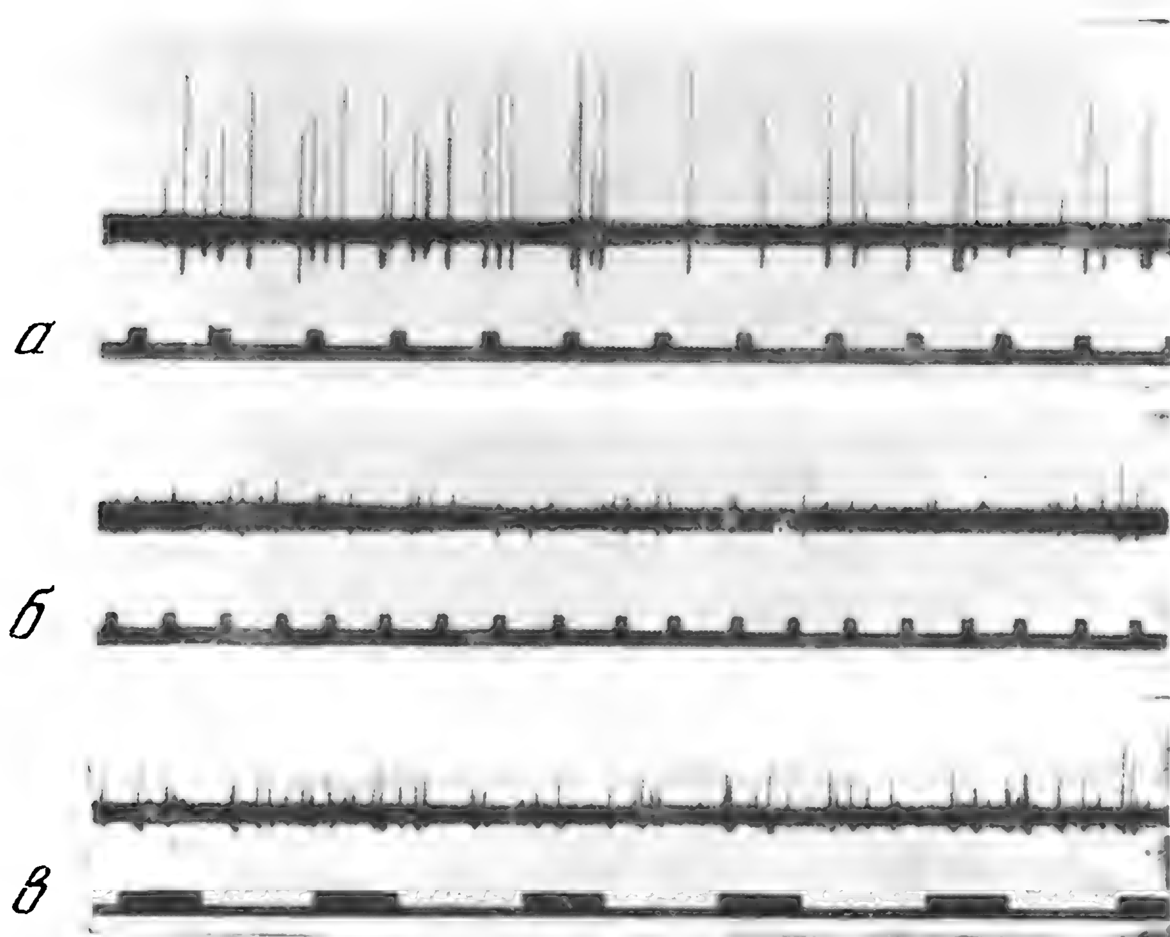


Рис. 7. Осциллограммы ионизующих частиц

а — α-частицы; *б* — протоны; *в* — нейтронные частицы отдачи. Две верхние фотографии (*а*, *б*) получены в одинаковых условиях, и различие в величине отклонений связано с разной ионизационной способностью α-частицы и протона. На нижней фотографии (*в*) показаны отклонения, вызванные гелиевыми атомами отдачи, возникшими в результате столкновения с нейтронами с энергией 2 млн. *в*. Шкала времени — секунды

лографа при отсутствии попаданий α-частиц в камеру. С помощью быстро движущейся фотографической ленты можно зарегистрировать отдельные частицы, даже если в 1 *мин* влетает в камеру 1000 частиц. Аналогичным путем могут быть сосчитаны также быстрые протоны и дейтроны. Однако вследствие того, что обе эти частицы несут единичный заряд, а заряд α-частицы равен 2, ионизация, производимая α-частицей, приблизительно в четыре раза больше ионизации, вызванной протоном или дейтроном, обладающими той же скоростью. Поэтому попадающий в камеру протон дает отклонение приблизительно в четыре раза меньше, чем α-частица равной скорости. Полученная таким путем регистрация протонов также показана на рис. 7. Разница в величине импульсов позволяет судить о том, несет ли частица единичный или двойной заряд, и при известных условиях можно легко различить записи протонов и α-частиц.

Описанный метод электрического счета частиц неприменим к быстрым β-частицам, так как в этом случае ионизация слишком мала, чтобы дать измеримое отклонение. Однако Гейгер придумал другой простой и чувствительный способ подсчета β-частиц, вошедший во всеобщее употребление. Конструкция этого счетчика чрезвычайно проста. Он состоит в основном из полого металлического цилиндра, закрытого с обоих концов изолирующими пробками, сквозь которые по оси проходит проволока или стержень, присоединенный к простой усилительной системе. В цилиндре, наполненном воздухом или другим газом, устанавливается определенное давление, и к нему прикладывается напряжение, почти достаточное для того, чтобы в газе начался разряд. Когда при таких условиях через газ проходит β-частица, производимая ею ионизация во много раз усиливается за счет хорошо известного процесса ионизации ударом, и между проволокой и цилиндром проходит мгновенный разряд. Ток разряда увеличивается уси-

лителями, и β-частицы могут быть подсчитаны так же, как и α-частицы, либо по щелчкам в телефоне, либо с помощью осциллографа. Этот прибор, называемый счетчиком Гейгера—Мюллера, является эффективным средством подсчета быстрых положительных и отрицательных электронов, попадающих в цилиндр через стенки.

Поскольку γ-излучение, проходя через стенки цилиндра и наполненное газом пространство, порождает β-лучи, то счетчик Гейгера может служить также чувствительным средством для обнаружения γ-излучения.

В тех случаях, когда требуется подсчитать большие количества быстрых частиц, будь то α- или β-частицы или протоны, часто применяется автоматическая система подсчета, при которой число частиц регистрируется автоматическим счетчиком. Остроумные методы автоматического счета частиц разработаны Винн-Вильямсом и широко применяются во многих лабораториях.

Так как нейтрон не имеет заряда, то он может свободно проходить сквозь внешнюю оболочку атомов, не образуя при этом ионов. Однако иногда нейтрон сталкивается на своем пути с атомным ядром и приводит его в быстрое движение. Это ядро отдачи способно образовывать ионы в газе до тех пор, пока оно не остановится. Частицы отдачи могут быть обнаружены с помощью методов, применяющихся для обнаружения и подсчета α- и β-частиц. Обычно для этой цели камера счетчика наполняется водородом, гелием или воздухом. В общем случае не более одного нейтрона из 5000, попадающих в счетчик, производят измеримый импульс в осциллографе. Регистрация нейтронных частиц отдачи в гелии приведена на рис. 7.

В дальнейшем мы увидим, что для очень медленных нейтронов разработан ряд эффективных методов, основанных на способности таких нейтронов вызывать превращения некоторых элементов, в частности лития и бора.

Превращение элементов под действием α-частиц

После того как ряды естественных превращений урана и тория были изучены, естественно было надеяться, что когда-нибудь удастся найти методы разрушения устойчивых атомов некоторых обычных элементов. Чтобы приступить к штурму этой проблемы с какими-то шансами на успех, необходимо было получить некоторое представление о строении атомов различных элементов. Теперь мы считаем, что атомы всех элементов построены по одному типу и тесно связаны между собой определенными соотношениями. В центре каждого атома помещается чрезвычайно маленькое ядро, имеющее избыточный положительный заряд. В этом ядре сосредоточена бóльшая часть массы атома. Заряд ядра меняется на единицу при переходе от одного элемента к следующему и, как мы уже видели, равен 1 для водорода и 92 для урана. Вокруг ядра на некотором расстоянии от

него расположены легкие отрицательные электроны, число которых равно заряду ядра. Заряд ядра данного элемента определяет число и распределение внешних электронов, так что свойства атома, как это впервые показал Мозли, определяются целым числом. Почти всем целым числам от 1 до 92 соответствуют известные нам элементы.

Некоторые из внешних, или планетарных, электронов могут быть легко отделены от атома посредством электрического разряда или другими способами, но через короткое время их место занимают другие электроны, и атом возвращается в прежнее состояние. Чтобы осуществить устойчивое превращение атома, надо изменить либо заряд ядра, либо его массу, либо

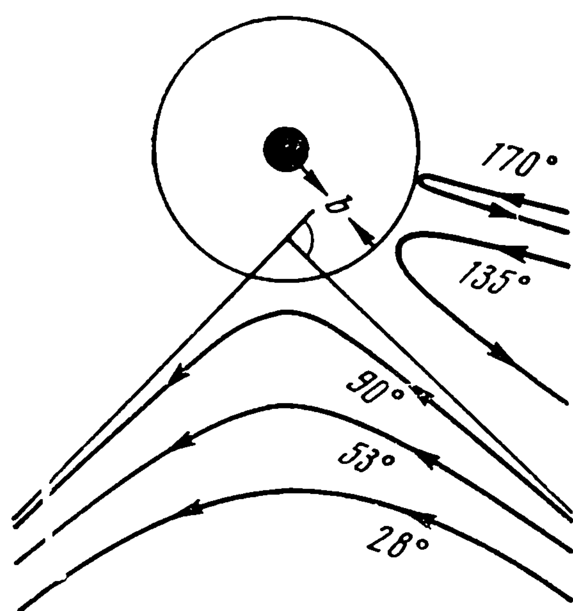


Рис. 8. Орбиты α-частиц, пролетающих вблизи тяжелого ядра

и то и другое одновременно. Между тем атомное ядро сдерживается чрезвычайно мощными силами, поэтому с самого начала было ясно, что для расщепления ядра необходимо воздействовать на него весьма концентрированными источниками энергии.

Из всех известных науке 20 лет назад частиц наибольшей энергией обладали быстрые α-частицы, спонтанно выбрасываемые радием и другими радиоактивными веществами. Скорость и энергия этих частиц настолько велики, что они могут проникать глубоко в недра атома, и, наблюдая за их отклонением или рассеянием, можно получить ценные сведения о природе и интенсивности отклоняющего поля внутри атома. И в самом деле, нынешние представления о ядерном строении атомов появились в результате изучения рассеяния α-частиц под большими углами при их прохождении через вещество. Рассмотрим, например, путь α-частицы, проходящей в непосредственной близости от ядра тяжелого атома. Так как α-частица несет 2 единицы положительного заряда и само ядро имеет большой положительный заряд, то между ядром и α-частицей появляются силы отталкивания, значительно возрастающие вблизи ядра. Поэтому α-частица описывает криволинейный путь около ядра, и если силы взаимодействия подчиняются закону Кулона, то этот путь имеет вид параболы, асимптоты которой совпадают с направлением приближения и удаления α-частицы. В результате одного столкновения с ядром α-частица может

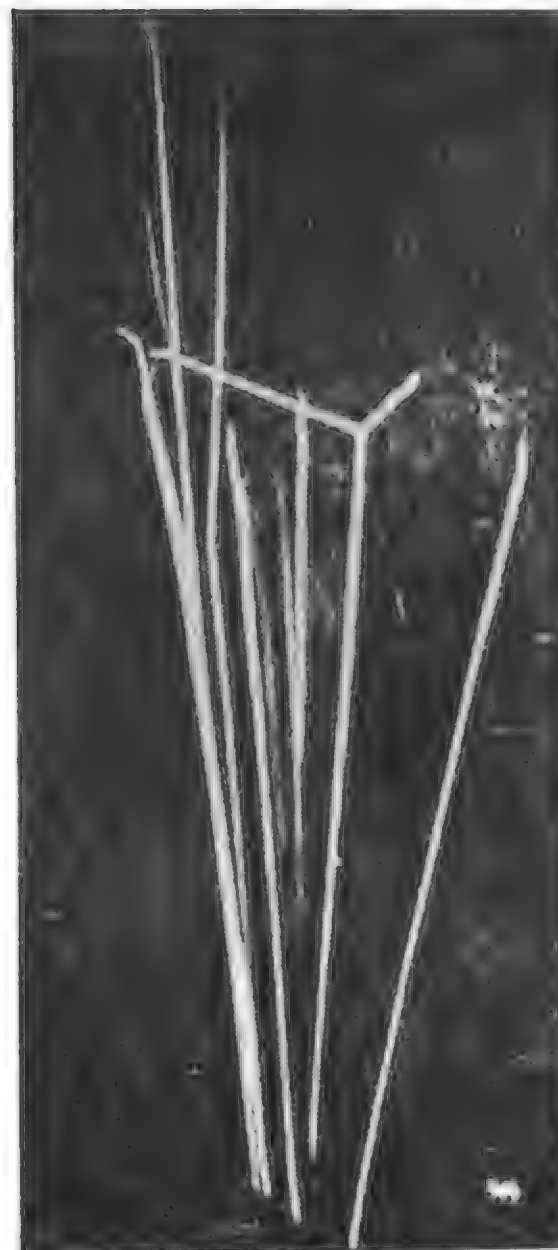


Рис. 9. Траектории α-частиц в кислороде, на одной из которых видна вилка, обусловленная столкновением с ядром кислорода

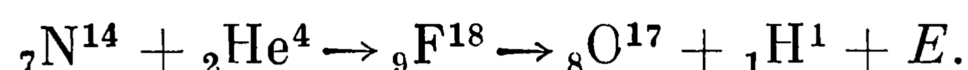
Короткая ветвь образована кислородным ядром отдачи, а длинная — отклоненной α-частицей. Измерение углов отклонения показало, что при столкновении сохраняются и импульс и энергия

претерпевать значительное отклонение. Орбиты α-частиц, пролетающих на различном расстоянии от центра ядра, изображены на рис. 8, где относительные размеры тяжелого ядра показаны черным кружком. Летящая прямо к центру α-частица на некотором расстоянии от него поворачивает назад; это минимальное расстояние (b), на которое α-частица может приблизиться к данному ядру, показано на рис. 8 очерченным вокруг ядра кругом. Чем ближе к центру ядра проходит направление удара α-частицы, тем больше угол ее рассеяния. Измерение количества α-частиц, рассеянных под различными углами при прохождении через вещество, дало результаты, полностью согласующиеся с вычислениями, основанными на этих предположениях. Доля α-частиц, рассеянных под данным углом, зависит от квадрата заряда и быстро возрастает при понижении скорости α-частицы. Нужно иметь в виду, что площадь мишени, которую представляет собой ядро, настолько мала, что α-частицы редко проходят достаточно близко к ядру, чтобы претерпеть значительное отклонение.

Пример такого сильного отклонения α-частицы при прохождении через кислород показан на рис. 9. При столкновении α-частица отклонилась влево, а след ядра отдачи виден справа. До сих пор мы рассматривали лишь «упругие» отклонения, подчиняющиеся законам механики. Действительно, в подобных случаях сталкивающиеся ядра ведут себя подобно крошечным идеально упругим биллиардным шарам. Никакого превраще-

ния элементов здесь не происходит. Ясно, однако, что в случае «лобового» соударения быстрой α-частицы с легким ядром, несущим небольшой заряд, силы отталкивания будут относительно малы и могут позволить α-частице подойти очень близко к ядру, а может быть, даже проникнуть в него. В этом последнем случае вся структура ядра была бы сильнейшим образом нарушена, что могло бы привести к его распаду.

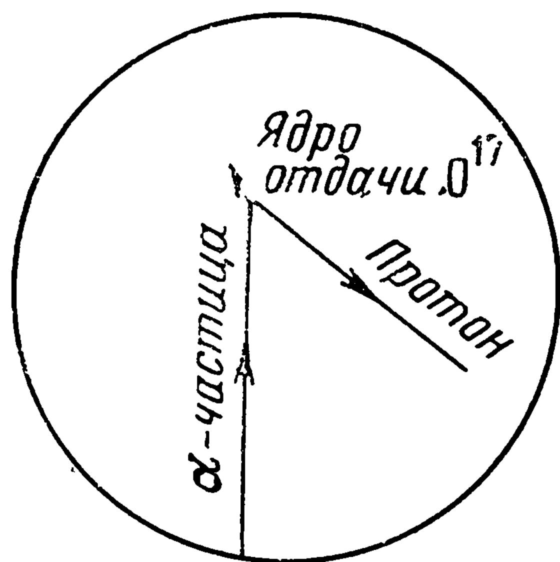
Исходя из этих соображений, атомы нескольких легких элементов были подвергнуты бомбардировке очень большим количеством α-частиц. Выполнив эти опыты, я в 1919 г. получил экспериментальные доказательства того, что небольшое число атомов азота при бомбардировке распалось, испустив быстрые ядра водорода, известные теперь под названием протонов. В свете позднейших исследований общий механизм этого превращения вполне ясен. Время от времени α-частица действительно проникает в ядро азота, образуя на одно мгновение новое ядро типа ядра фтора с массой 18 и зарядом 9. Это ядро, которое в природе не существует, чрезвычайно неустойчиво и сразу же распадается, выбрасывая протон и превращаясь в устойчивое ядро кислорода с массой 17. Фазы этого процесса превращения показаны ниже в виде соотношения, напоминающего химическое уравнение. Левая часть уравнения содержит вступающие в реакцию элементы, а правая часть — конечные продукты превращения. Два числа у каждого символа обозначают массу и заряд ядер данного элемента. Как видно из уравнения, общий заряд ядер при превращении сохраняется, как и их масса, если только учесть эквивалентность массы и энергии. С этой целью в правую часть уравнения вводится символ E, который обозначает массу, эквивалентную сумме кинетических энергий протона и ядра кислорода за вычетом первоначальной энергии α-частицы;



$$_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_9F^{18} \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1 + E.$$

Превращение происходит в ничтожных масштабах, ибо всего лишь одна α-частица из 50 000 приближается к ядру достаточно близко, чтобы быть им захваченной. Фотографируя следы нескольких сотен тысяч α-частиц в наполненной азотом камере Вильсона, Блэкетт наблюдал несколько отчетливых случаев превращения ядра азота. Одна из таких фотографий приведена вместе с пояснительной схемой на рис. 10. На снимке отчетливо виден обратный путь протона с большим пробегом и короткий след ядра отдачи.

Превращение аналогичного типа происходит с целым рядом легких элементов при бомбардировке их α-частицами, причем во многих случаях высвобождается быстрый протон. В течение последних нескольких лет механизм этих превращений тщательно изучался и в результате получены важные данные. Оказалось, что испускаемые протоны состоят из двух или большего числа групп, каждая из которых обладает определенной скоростью. Различная энергия протонов этих групп, по-видимому, результат излучения энергии из взрывающихся ядер в форме γ-излучения.



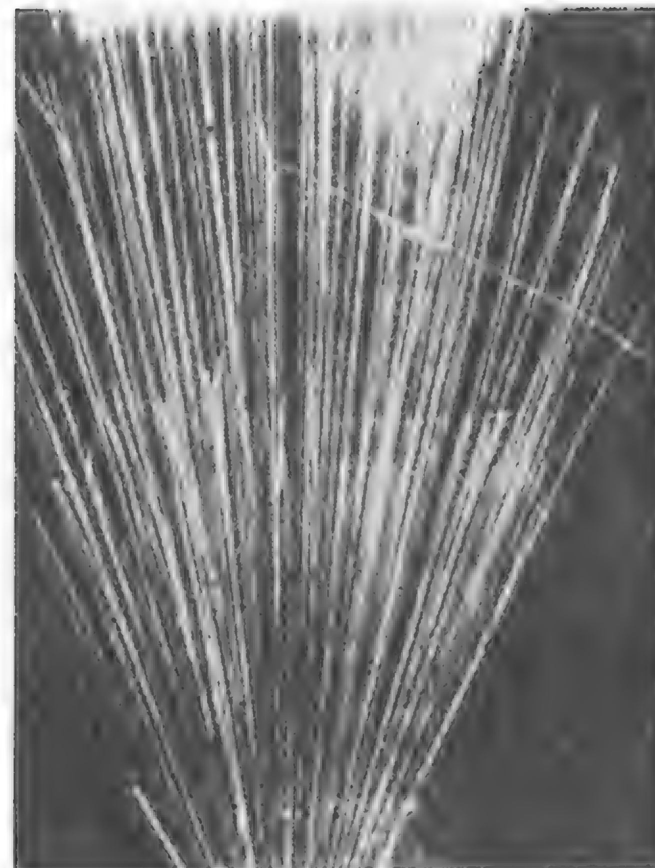


Рис. 10. Расщепление азота α-частицами

Из большого числа проходящих через азот α-частиц одна частица осуществила превращение ядра азота в ядро O^{17} с испусканием обладающего большой энергией протона ($_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1$) (фотография П. Блэкетта)

Имеются также явные доказательства наличия в ядре определенных уровней энергии, или «резонансных» уровней, что приводит к избирательному захвату α-частиц определенной скорости.

Открытие нейтронов

Мы уже видели, что протон есть продукт превращения ряда легких элементов при их бомбардировке α-частицами. При более детальном изучении этих превращений была обнаружена еще одна частица, значение которой очень велико. При бомбардировке α-частицами легкого элемента бериллия с массой 9 протоны не образуются, но Боте обнаружил, что при этом излучается радиация с проникающей способностью, превышающей даже максимальную проникающую способность радиевых γ-лучей. Супруги Кюри-Жолио обнаружили некоторые специфические особенности поглощения этого вида излучения. Наконец, Чадвик в 1932 г. показал, что главная часть этого излучения вовсе не принадлежит к типу γ-лучей, а состоит из потока быстрых незаряженных частиц с массой, приблизительно равной массе атома водорода. Эти частицы, названные нейтронами, обладают весьма своеобразными свойствами, так как благодаря отсутствию заряда нейтрон свободно проходит через атомы и не производит ионизации на своем пути. Механизм превращения, при котором образуется нейтрон, состоит, по-видимому, в следующем: время от времени α-частица захватывается ядром бериллия с массой 9, на мгновение образуя ядро C^{13} с большим избытком энергии. Это ядро немедленно распадается на устойчивое ядро C^{12} и нейтрон, причем избыточная энергия реакции выделяется в форме кинетической энергии двух частиц — конечных продуктов реакции. Весьма удобный и постоянный источник нейтронов можно получить, сме-

шав в запаянной трубочке около 100 *мг* чистой радиевой соли с порошком бериллия. В результате бомбардировки бериллия α-частицами за 1 *сек* получается около полумиллиона нейтронов, большинство которых проходит сквозь стенки трубки. Интенсивные источники нейтронов можно также получить, применяя вместо радиевой соли эманацию радия. В этом случае испускание нейтронов ослабевает со временем с такой же скоростью, как и распад эманации.

Возможность существования нейтронов как составных частей атомного ядра обсуждалась еще задолго до их экспериментального открытия. Небезынтересно процитировать заявление, сделанное мною по этому вопросу в Бейкерианской лекции, прочитанной перед Британским Королевским обществом в 1920 г.:

«Если это предположение верно, то кажется весьма правдоподобным, что один электрон может связать также два Н-ядра, а может быть, и одно Н-ядро. Тогда в первом случае возможно существование атома с массой, примерно равной 2, и одним зарядом, которые нужно рассматривать как изотоп водорода. В другом случае предполагается возможность существования атома с массой 1 и нулевым зарядом ядра. Подобная атомная структура представляется вполне возможной. С современной точки зрения нейтральный атом водорода следует рассматривать как ядро с единичным зарядом, к которому на некотором расстоянии присоединен электрон и спектр водорода объясняется движением этого удаленного электрона. При определенных условиях электрон может быть связан с Н-ядром намного сильнее, образуя нечто вроде нейтрального дублета. Такой атом обладал бы весьма своеобразными свойствами. Его внешнее поле было бы практически равно нулю повсюду, за исключением области, прилегающей непосредственно к ядру, благодаря чему он мог бы свободно проходить через вещество. Присутствие таких атомов было бы, вероятно, трудно обнаружить с помощью спектроскопа, и их невозможно было бы сохранять в герметически закрытом сосуде. С другой стороны, они должны легко проникать в недра атома и могут либо соединяться с ядром, либо распасться под действием интенсивного поля, результатом чего будет, вероятно, испускание Н-атома или электрона или же обоих вместе».

Вначале предполагалось, что нейтроны могут быть получены при пропускании электрического разряда через водород. Поставленные в этом направлении эксперименты дали отрицательные результаты. Теперь представляется очевидным, что с помощью обычных напряжений таким путем нейтроны получить нельзя.

Чадвик и я много лет назад ставили также опыты с целью установить, образуются ли нейтроны при бомбардировке алюминия быстрыми α-частицами, но получили отрицательные результаты. Никто не мог предвидеть тех условий, при которых эта замечательная частица была в конце концов открыта.

Мы видели, что присутствие нейтрона можно обнаружить в том случае, если на своем пути он испытывает упругое столкновение с ядром. Например, при прохождении нейтрона через водород иногда происходит лобовое соударение его с Н-ядром. При этом энергия нейтрона передается ядру, которое приходит в движение со скоростью, равной скорости налетающего нейтрона. При скользящем ударе ядру передается лишь часть энергии нейтрона.



Рис. 11. Следы протонов отдачи, возникающие при обстреле метана нейтронами с энергией в 2,4 млн. *в*

Источник нейтронов помещался в S, где мишень из тяжелого водорода бомбардировалась ускоренными дейтронами ($_1H^2 + _1H^2 \rightarrow _0n^1 + _3He^3$) (фотография П. Ди и Ч. Гильберта)

На рис. 11 приведена фотография нейтронных частиц отдачи в метане, полученная Ди и Гильбертом в камере Вильсона. При пропускании потока быстрых нейтронов через водород или водородсодержащие вещества, например воду или парафин, многие нейтроны быстро затормаживаются этими столкновениями, пока, наконец, их энергия не становится сравнимой с энергией теплового движения окружающих молекул. Этот способ получения очень медленных нейтронов оказался весьма полезным при многих экспериментах. Такие медленные нейтроны проходят с незначительным поглощением через толстые слои многих веществ, например железа и свинца, но сильно поглощаются определенными элементами, в частности бором, кадмием и гадолинием. Поглощение нейтронов гадолинием настолько велико, что слой этого вещества толщиной всего в долю миллиметра поглощает практически все медленные нейтроны. Такое сильное поглощение медленных нейтронов некоторыми элементами, несомненно, есть следствие захватывания их ядрами элементов, в результате чего последние претерпевают превращение. Иногда захват нейтрона ядром придает ему такую неустойчивость, что оно распадается на части. В других случаях этот захват может превратить один изотоп в другой с массой на единицу больше либо образовать неустойчивый или радиоактивный изотоп, распадающийся с испусканием положительного или отрицательного электрона.

Как показали Фезер, Харкинс, а также Ферми с сотрудниками, нейтроны представляют собой чрезвычайно эффективное средство превращения элементов. Благодаря отсутствию заряда медленные нейтроны могут свободно проникать в тяжелые ядра, тогда как заряженным частицам необходима большая энергия движения, чтобы вплотную приблизиться к тяжелому ядру вопреки действию сил отталкивания его электрического поля.

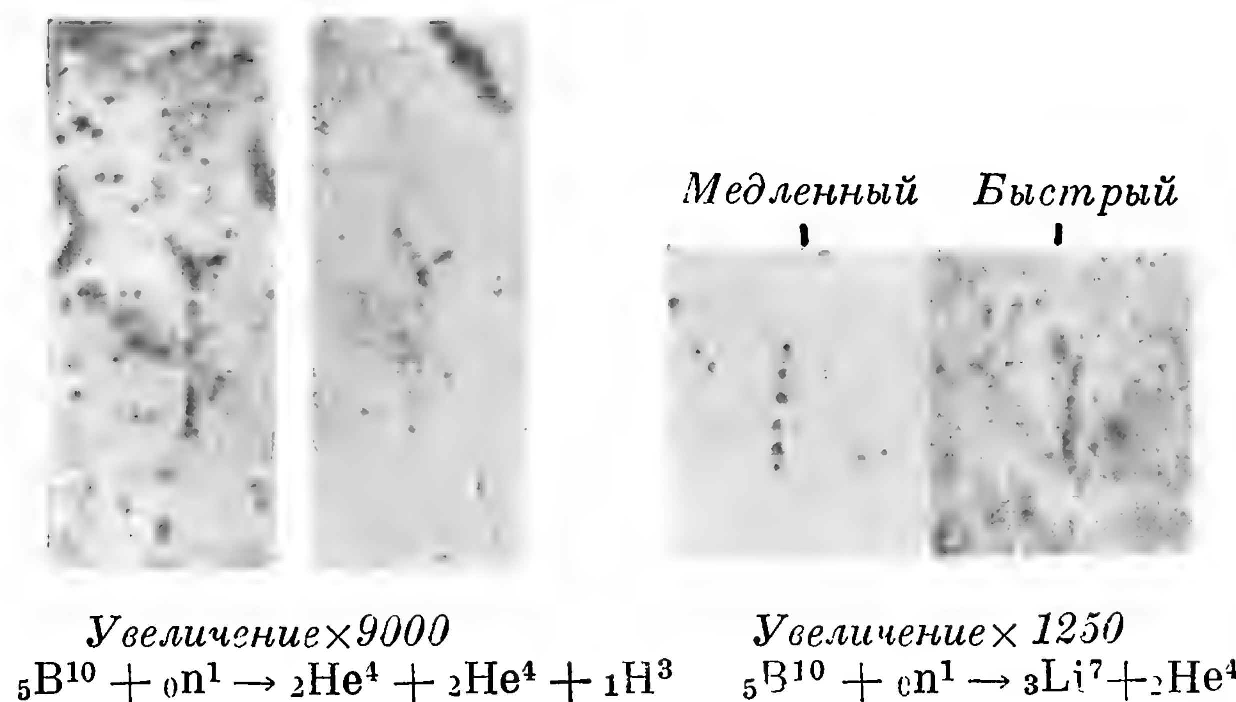


Рис. 12. Следы частиц на фотографической эмульсии

Фотопластинка, пропитанная бором, облучалась медленными нейтронами. Продукты расщепления бора, происходившего согласно приведенным уравнениям, дали следы в виде цепочки из отдельных почерневших зерен эмульсии (фотография Г. Тейлора и М Голдхабера)

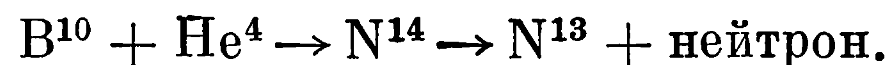
Действенность нейтрона как средства преобразования атомов я проиллюстрирую на примере легких элементов лития и бора. Тейлор и Голдхабер недавно разработали фотографический метод изучения нейтронных превращений некоторых элементов. Специальная фотопластинка пропитывается раствором соединения, содержащего литий или бор, и облучается в течение нескольких дней источником медленных нейтронов. После проявления пластинки следы быстрых частиц можно отчетливо видеть и рассмотреть в микроскоп с большим увеличением. При облучении лития его изотоп с массой 6 захватывает нейтрон, а затем расщепляется на α-частицу (He^4) и изотоп водорода с массой 3 (H^3). Применяя микроскоп с большим увеличением, можно отчетливо видеть на пластинке следы этих двух частиц, выбрасываемых в противоположных направлениях. Наблюдаются два типа превращения бора; в одном случае изотоп бора с массой 10 захватывает нейтрон, а затем распадается на ядро лития с массой 7 и α-частицу (He^4); в другом случае неустойчивое ядро расщепляется на две α-частицы и ядро H^3.

Фотографии следов, полученные таким способом, приведены на рис. 12. Ясно видны три следа, расходящиеся из одной точки, причем самый длинный из них принадлежит ядру H^3 с единичным зарядом. Эти хорошо заметные превращения лития и бора медленными нейтронами оказались весьма полезным средством обнаружения и подсчета медленных нейтронов. В одних случаях детектирующая камера наполняется газообразным фтористым бором, а в других стенки камеры покрываются соединениями бора и лития.

Получение радиоактивных веществ

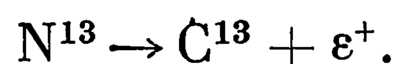
Теперь мы переходим к очень важному открытию, сделанному супругами Кюри-Жолио в 1933 г. Они обнаружили, что при бомбардировке некоторых легких элементов α-частицами образуются радиоактивные элементы, распадающиеся по тем же законам, что и естественные радиоактив-

ные вещества, но испускающие в процессе распада не α- или β-частицы, а быстрые положительные электроны. В качестве иллюстрации приведем один-единственный пример. Если подвергнуть бор в течение некоторого времени бомбардировке α-частицами, а затем исследовать его, то он окажется радиоактивным, т. е. испускающим поток позитронов. Активность его спадает со временем по геометрической прогрессии, убывая наполовину за 11 *мин.* Природа превращения и его фазы таковы:



$$B^{10} + He^{4} \rightarrow N^{14} \rightarrow N^{13} + \text{нейтрон}.$$

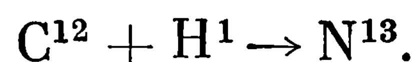
Благодаря избытку энергии ядро N^{14} очень неустойчиво и мгновенно разрушается, превращаясь в более устойчивое ядро N^{13}. Последнее затем медленно превращается в устойчивое ядро C^{13}, испуская позитрон ε^{+}:



$$N^{13} \rightarrow C^{13} + \varepsilon^{+}.$$

Получение этого «радиоазота» подтверждается тем фактом, что, будучи собран, он ведет себя как радиоактивный газ с химическими свойствами азота.

Интересно отметить, что тот же радиоактивный газ может быть получен совершенно иным способом. Если бомбардировать углерод быстрыми протонами, то происходит следующая реакция:



$$C^{12} + H^{1} \rightarrow N^{13}.$$

Полученный таким путем радиоазот N^{13} по своим радиоактивным и химическим свойствам идентичен газу, образующемуся при бомбардировке бора α-частицами.

Подобным же образом бомбардируемый α-частицами алюминий порождает радиоактивный фосфор с атомным весом 30 и периодом полураспада 3,2 *мин.* Радиофосфор, испуская позитрон, превращается в устойчивое ядро кремния с атомным весом 30.

За последние несколько лет получено большое количество радиоактивных веществ путем бомбардировки элементов не только α-частицами, но и быстрыми протонами и дейтронами. Ферми и его сотрудники показали также, что медленные нейтроны представляют собой весьма эффективное средство образования радиоактивных веществ даже из самых тяжелых элементов. Сейчас известно уже более 50 таких радиоактивных элементов, причем в большинстве случаев они распадаются с испусканием отрицательных электронов (β-частиц). Даже самые тяжелые элементы — уран и торий — преобразуются при бомбардировке медленными нейтронами и в каждом случае порождают ряд новых радиоактивных веществ, но точная интерпретация этих превращений находится еще в процессе обсуждения.

Методы искусственного превращения

До сих пор мы имели дело с превращениями, вызванными α-частицами, которые сами получаются в процессе распада радиоактивных веществ, и нейтронами, возникающими при превращении бериллия под действием α-частиц. Количество радия, которым располагают наши лаборатории, ограничено, так что результаты превращений, вызванных α-частицами, вообще говоря, малы и могут изучаться лишь благодаря разработанным нами исключительно чувствительным методам подсчета отдельных быстродвижущихся атомов вещества. Десять лет назад было установлено, что для дальнейшего расширения наших знаний о превращении элементов необходимы гораздо более интенсивные потоки бомбардирующих частиц. Давно известно, что при прохождении электрического разряда через разреженный газ образуется множество заряженных атомов и молекул. Например, если пропускать разряд через водород, образуется огромное число заряженных H-атомов (протонов), а также заряженных молекул. Благодаря недавнему открытию тяжелого водорода с массой 2, известного под названием дейтерий, в нашем распоряжении оказался еще один снаряд — дейтрон, который приобрел важную роль в расширении наших знаний о превращении элементов. Большие количества протонов и дейтронов можно легко получить, пропуская электрический разряд соответственно через водород и дейтерий, но, чтобы придать им большую скорость, необходимо разогнать их сильным электрическим полем. Это требует применения в некоторых случаях приборов масштаба инженерных сооружений, а также напряжений порядка 1 млн. *в*; кроме того, необходимы высокопроизводительные насосы для поддержания хорошего вакуума, чтобы предотвратить электрический разряд в ускоряющей системе. В лаборатории Кембриджа высокое постоянное напряжение получалось умножением снимаемого с трансформатора напряжения системой конденсаторов и выпрямителей.

На рис. 13 показана фотография установки, применявшейся Кокрофтом и Уолтоном в их первых опытах такого рода, поставленных в Кембридже.

Метод получения и анализа потока быстрых протонов и дейтронов для бомбардировки вещества пояснен на рис. 14. Этот прибор, спроектированный Олифантом, применялся для изучения превращений легких элементов. Мы надеемся в новой лаборатории высоких напряжений в Кембридже получить для целей ускорения постоянное напряжение в 2 млн. *в*, которое даст искру длиной около 8 *м*. В США Ван-де-Грааф изобрел новый электростатический генератор для получения необходимого высокого напряжения. Машину такого рода применяли в экспериментах по превращению элементов Тюве, Хафстад и Даль в Вашингтоне, причем получили устойчивые потенциалы до 1 млн. *в*. В Калифорнийском университете Лоуренс сконструировал остроумный аппарат, названный «циклотроном», в котором заряженные частицы автоматически многократно ускоряются. Этот метод требует применения гигантских электромагнитов и мощных электрических генераторов.



Рис. 13. Высоковольтная установка, применявшаяся в Кембридже Кокрофтом и Уолтоном в их первых опытах по искусственному превращению элементов

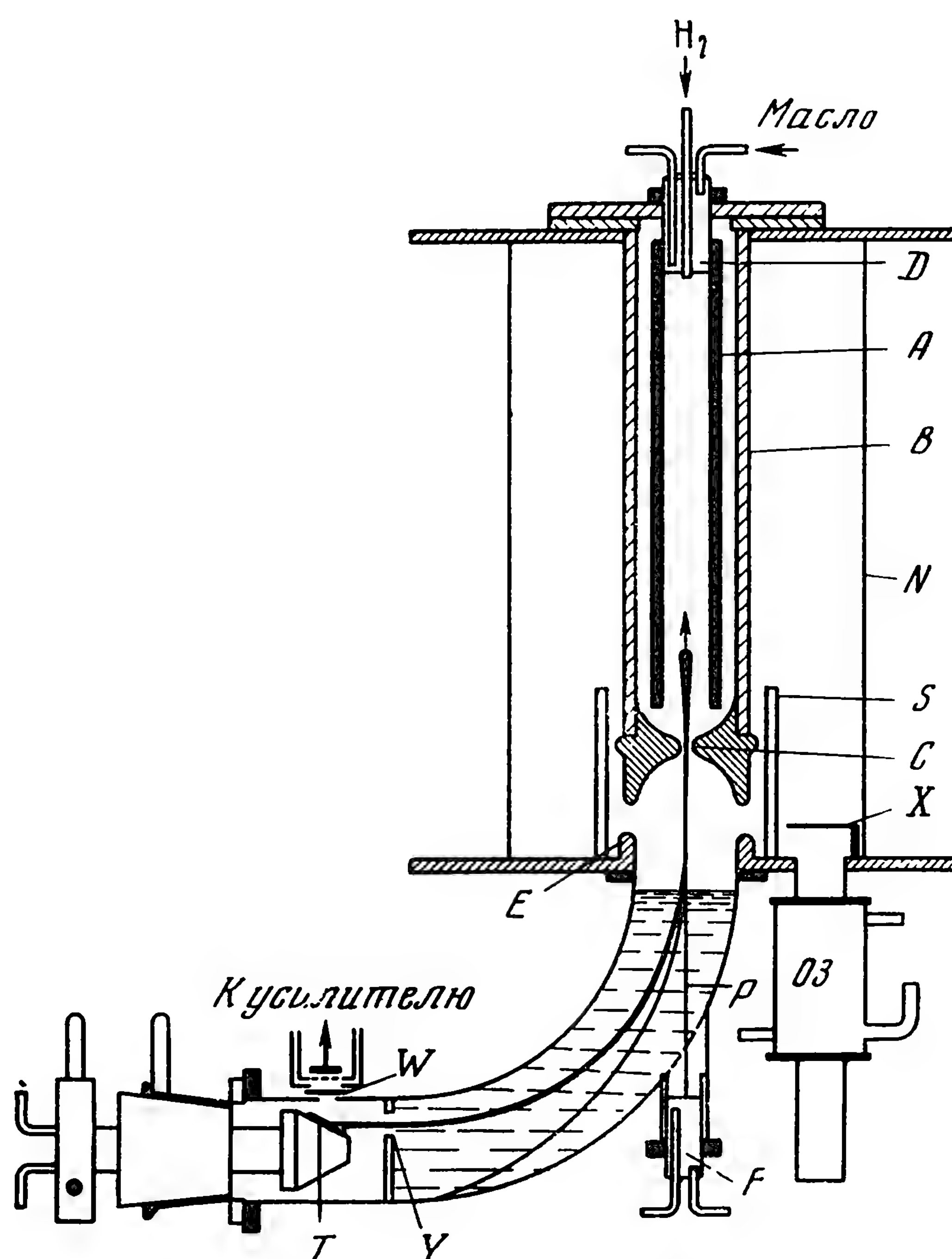


Рис. 14 Прибор для ускорения протонов и дейтронов

При пропускании электрического разряда между анодом A с масляным охлаждением и стальным катодом B через находящийся под низким давлением водород образуется пучок водородных ионов, выходящий через отверстие C в катоде. Ионы ускоряются приложенным к электродам C и E напряжением, которое может быть доведено до 300 000 *в*. Стальной экран S служит для предохранения стеклянных стенок аппарата N. Система откачивается быстрым насосом $O3$, снабженным предохранительным щитком X. Пучок ионов проходит через магнитное поле, и частицы нужного типа направляются на мишень T через диафрагму Y. Тонкое слюдяное окошко W пропускает все образующиеся быстрые частицы в камеру счетчика. Цилиндр Фарадея F предназначен для собирания пучка P, когда электромагнит не включен

На рис. 15 показана схема ускоряющей системы циклотрона. Однородное магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка, а разгоняемый протон или дейтрон описывает спиральную траекторию с постоянно увеличивающимся радиусом. Успех этого метода многократного ускорения основан на том, что время, потребное частице для совершения полного оборота, не зависит от ее скорости и, следовательно, от радиуса вращения, если только масса частицы остается почти неизменной. Лоуренс считает, что протон или дейтрон может совершить 1000 оборотов, не испытав значительного рассеяния на остаточном газе. Таким путем ему удалось получить интенсивные потоки протонов и дейтронов с энергией, доходящей до 6 млн. *в*. Эта энергия значительно больше той, которую можно рассчитывать получить в лаборатории, непосредственно применив высокие напряжения. Есть надежда, что в ближайшем будущем, применяя более мощный электромагнит и более интенсивные поля, удастся получить частицы с еще большей энергией.

За последние годы были сконструированы устройства, позволяющие вывести наружу из камеры ускорения циклотрона пучок разогнанных до большой скорости частиц; это очень важно для целого ряда экспериментов.

На рис. 16 приведена полученная Лоуренсом фотография светящегося пучка дейтронов с энергией 6 млн. *в*, соответствующего току 6 *мка*. В этом случае получается почти параллельный пучок, выходящий через платиновое окошко на конце трубки на расстоянии 2 *м* от камеры ускорения. Такой пучок соответствует вылету $3{,}8 \cdot 10^{13}$ дейтронов в 1 *сек*, что эквивалентно потоку α-частиц, выбрасываемых за 1 *сек* примерно из 1000 *г* чистого радия. Каждый из этих методов получения быстрых частиц имеет известные преимущества при решении проблем определенного типа.

Первоначально предполагалось, что для проникновения в ядра сравнительно легких элементов потребуется частица, обладающая энергией

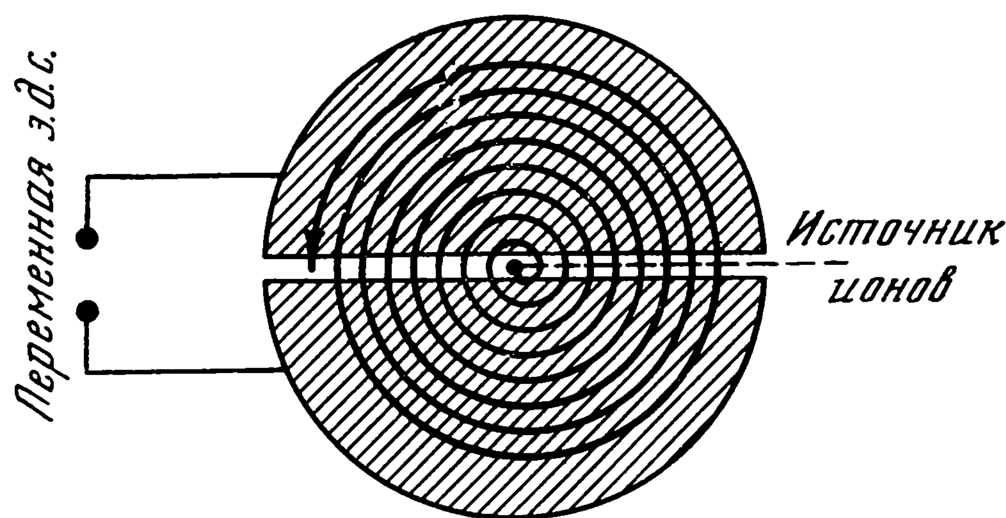


Рис. 15. Циклотрон

Положительные ионы водорода, образующиеся в разреженном газе электронами в результате бомбардировки электронами, ускоряются между D-образными электродами, к которым приложено переменное напряжение высокой частоты. Магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости рисунка, заставляет ионы двигаться по дуге круга, и при определенной частоте переменной э.д.с. они всегда будут попадать в место раздела двух D в тот момент, когда поле снова будет направлено так, чтобы их ускорять



Рис. 16. Пучок дейтронов с энергией в 6 млн. *в*, выходящий из циклотрона (фотография Э. Лоуренса)

того же порядка, что и α-частица, т. е. около 7 млн. *в*. Однако в своих расчетах, основанных на принципах волновой механики, Гамов показал, что имеется небольшая вероятность проникновения частицы внутрь ядра даже в тех случаях, когда ее энергия значительно меньше энергии α-частицы. Эта идея полностью подтвердилась позднейшими экспериментами. Кокрофт и Уолтон первыми показали, что искусственное превращение лития и бора может быть достигнуто бомбардировкой протонами с энергией порядка всего лишь 100 000 *в*[1]. Процессы превращения этих элементов протонами и дейтронами сейчас хорошо изучены и интересны во многих отношениях.

Рассмотрим сначала процесс превращения лития, который, как мы знаем, состоит из двух изотопов с массами 6 и 7. Недавно были найдены методы разделения этих изотопов, так что эксперименты могут быть поставлены либо с Li^6, либо с Li^7. При бомбардировке протонами время от времени какой-либо протон проникает в ядро Li^7 и захватывается им. Получившееся ядро Be^8 неустойчиво и немедленно распадается на две быстрые α-частицы, выбрасываемые в почти противоположных направлениях. Схема этого типа превращения показана на рис. 17.

При захвате протона ядром Li^6 образуется ядро Be^7: которое распадается на α-частицу и изотоп гелия с массой 3 (He^3). Если бомбардировать

[1] Таким способом удобно выражать кинетическую энергию быстрых частиц. Например, если электрон движется в вакууме между двумя точками с разностью потенциалов в 1 млн. *в*, то он к концу приобретает энергию в 1 млн. электрон-вольт, или сокращенно 1 *Мэв*.

не протонами, а дейтронами, то захват дейтрона ядром Li^6 снова приводит к образованию ядра Be^8, но с бо́льшим избытком энергии. Это ядро, как и в предыдущем случае, распадается на две α-частицы, имеющие, однако, бо́льшую скорость, чем α-частицы, образующиеся при захвате протона ядром Li^7. Более того, эти частицы, за одним исключением, наиболее быстрые среди α-частиц, наблюдаемых при всех превращениях, так как их пробег в воздухе равен 13 *см*. При захвате дейтрона ядром Li^7 образуется ядро Be^9, сразу же распадающееся на три составные части— две α-частицы и нейтрон.

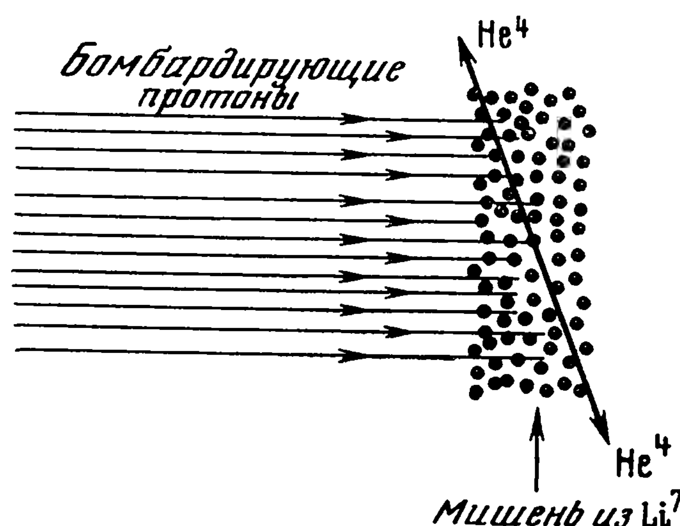


Рис. 17. Схема, иллюстрирующая превращение изотопа лития с массой 7 при бомбардировке протонами

На каждую сотню миллионов протонов с энергией в 200000 *в* одно ядро лития превращается в два гелиевых ядра. Длина пробега возникающих α-частиц около 8,4 *см*

Я упомянул здесь лишь о некоторых наиболее важных типах превращения двух изотопов лития. Приведенная таблица наглядно иллюстрирует широкое разнообразие превращений, происходящих при бомбардировке лития различными частицами. Превращения лития могут быть легко обнаружены путем фотографирования в камере Вильсона следов возникающих при этих превращениях частиц. На рис. 18 приведена одна из таких фотографий, полученная Ди и Уолтоном; на ней видны пути α-частиц, образовавшихся при бомбардировке лития дейтронами. На многих фотографиях, полученных таким методом, отчетливо заметно появление пары частиц, разлетающихся в почти противоположных направлениях.

Превращение бора B^{11} при бомбардировке протонами было предметом длительного изучения. В этом случае образуется ядро C^{12}, распадающееся на три α-частицы. Ди и Гильберт показали, что в основном это превращение проходит в две фазы. Прежде всего выбрасывается α-частица и образуется остаточное ядро Be^8, содержащее избыток энергии, а затем, спустя очень короткий промежуток времени, это ядро расщепляется на две α-частицы. В силу технических трудностей редко удается получить на фотопластинке след всех трех α-частиц, образующихся при одном превращении.

Красивая фотография следов такой тройки α-частиц приведена на рис. 19. Все три следа, как и следовало ожидать, лежат в одной плоскости, и их суммарная кинетическая энергия соответствует энергии, освободившейся при реакции. Превращения B^{10} и B^{11} под действием бомбардировки дейтронами очень сложны и происходят с испусканием групп протонов с различными скоростями, а также α-частиц.

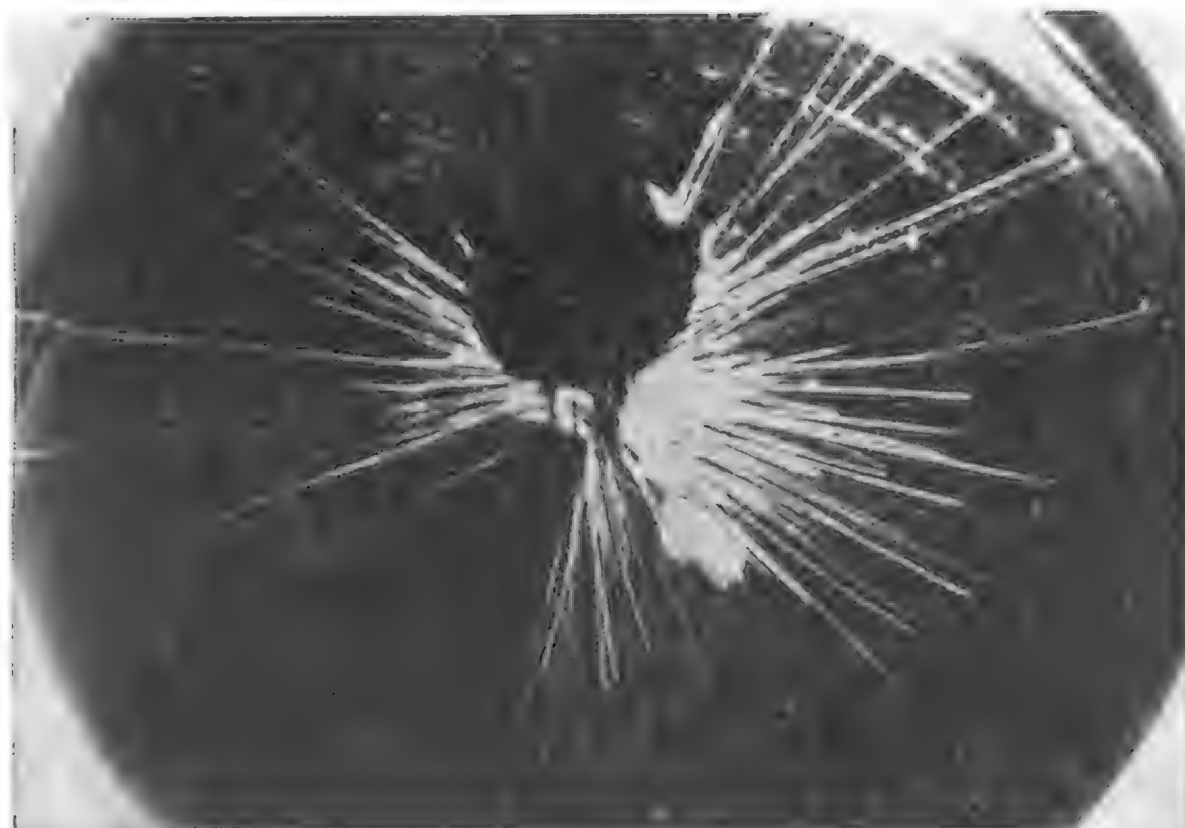


Рис. 18. Следы α-частиц, образующихся при бомбардировке лития искусственно ускоренными дейтронами

α-частицы, летящие по направлению к стенкам камеры, имеют длину пробега > **10 см** и образованы при превращении $_3Li^6 + {}_1H^2 \rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^4$ (длина пробега α-частицы 13,4 *см*). На фотографии видны также следы группы α-частиц с непрерывным распределением пробегов до 8 *см*. Эта группа образуется в результате процесса $_3Li^7 + {}_1H^2 \rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^4 + {}_0n^1$. Подвергавшаяся обстрелу литиевая мишень помещалась в вакууме внутри камеры со слюдяными окошками, которая видна в центре фотографии под трубкой, откуда выходит вниз поток быстрых дейтронов (фотография П. Ди и Э. Уолтона)

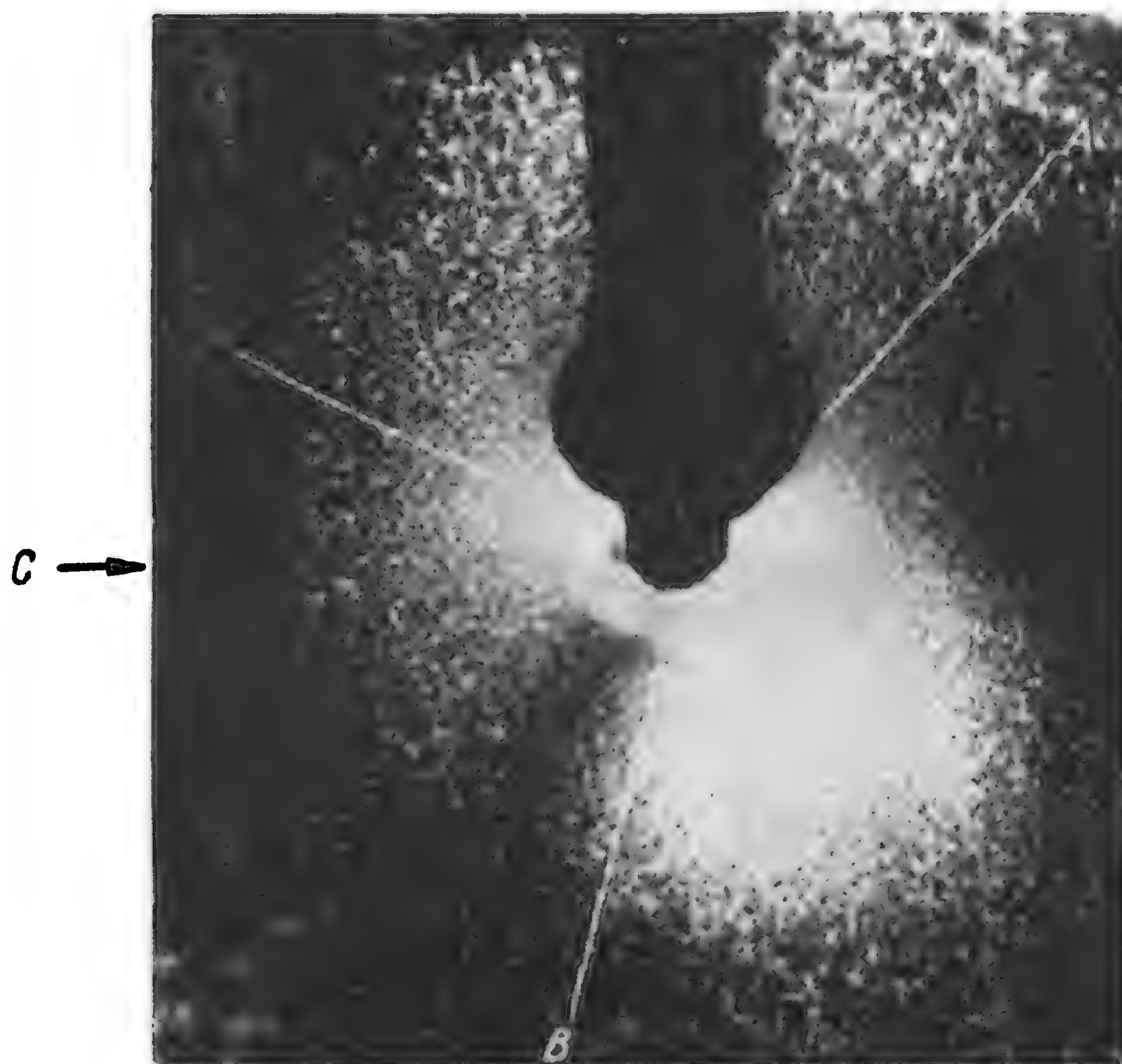


Рис. 19. Типичный случай расщепления бора на три α-частицы при протонной бомбардировке ($_5B^{11} + {}_1H^1 \rightarrow 3{}_2He^4$)

В центре фотографии заметна мишень из бора в виде тонкой линии, окруженной белой сферой, образовавшейся в результате рассеяния протонов из бомбардирующего пучка; α-частицы *A* и *B* были выброшены в почти противоположных направлениях, в то время как третья α-частица *C* получила очень малый запас энергии и едва вышла за пределы пучка рассеянных протонов

Превращения лития при бомбардировке протонами (${}_1H^1$), нейтронами (${}_0n^1$), дейтронами (${}_1H^2$) и α-частицами

	Освобождаемая энергия. *Мэв*	Примечания
Изотоп Li^6		
${}_3Li^6 + {}_1H^1 \rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^3$	3,6	
${}_3Li^6 + {}_0n^1 \rightarrow {}_2He^4 + {}_1H^3$	4,7	
${}_3Li^6 + {}_1H^2 \rightarrow {}_3Li^7 + {}_1H^1$	5,0	
$\searrow {}_2He^4 + {}_2He^4$	22	
Изотоп Li^7		
${}_3Li^7 + {}_1H^1 \nearrow {}_2He^4 + {}_2He^4$	17	
$\searrow {}_4Be^8 + h\nu$	$h\nu = 17$	Монохроматический пучок γ-лучей
или ${}_2He^4 + {}_2H^4 + h\nu$		
${}_3Li^7 + {}_1H^2 \nearrow {}_2He^4 + {}_2He^4 + {}_0n^1$	14,6	Группа нейтронов с непрерывным распределением скоростей
${}_3Li^7 + {}_1H^2 \rightarrow {}_4Be^8 + {}_0n^1$	14 ?	Нейтроны монохроматические
$\searrow \underline{{}_3Li^8} + {}_1H^1$	?	Группа протонов, пока не обнаружена
${}_3Li^7 + {}_2He^4 \rightarrow {}_5B^{10} + {}_0n^1$	—3	Медленные нейтроны

При этих реакциях образуются протоны, нейтроны, атомы ${}_1H^3$, ${}_2He^3$, ${}_2He^4$, $\underline{{}_3Li^8}$, ${}_4Be^8$, ${}_5B^{10}$ и γ-лучи.

Подчеркнутый изотоп лития радиоактивен и имеет период полураспада 0,8 *сек.* Он распадается с испусканием быстрых β-частиц. Интересно отметить, что при бомбардировке Li^7 протонами испускаются также интенсивные γ-лучи с квантовой энергией 17 млн. *в* — наибольшей из наблюдавшихся до сих пор при превращениях.

Изложение даже основных результатов, полученных при бомбардировке всех элементов быстрыми частицами различных сортов, отняло бы слишком много времени. Однако я хотел бы остановиться на нескольких случаях превращений, представляющих особый интерес. Простейший возможный случай превращения имеет место при бомбардировке дейтерия D^2 дейтронами. Соединение этих двух частиц должно привести к образованию ядра He^4, но с очень большим избытком энергии. Это ядро немедленно распадается каким-либо одним из двух одинаково вероятных способов, показанных на рис. 20. В одном случае ядро расщепляется на быстрый протон и изотоп водорода с массой 3 (H^3), а в другом — на быстрый нейтрон и ядро гелия с массой 3 (He^3). Если энергия бомбардирующих дейтронов мала по сравнению с энергией, освобождающейся при превращении, то две частицы в обоих случаях будут выбрасываться почти в противоположных направлениях. Это хорошо заметно на фотографиях (рис. 21),

где длинные следы принадлежат протонам, а гораздо более короткие — ядрам H^3.

Описанные превращения могут быть обнаружены, если дейтрон разгоняется напряжением всего в 20 000 *в*. Количество получающегося при превращении вещества, конечно, быстро растет с увеличением энергии бомбардирующих дейтронов. Эти типы превращения наиболее эффективные из всех известных нам превращений, происходящих с низкой энергией бомбардирующих частиц; они снабжают нас для экспериментальных целей мощным источником нейтронов с энергией 2,4 млн. *в* и однородной группой протонов с энергией около 3 млн. *в*.

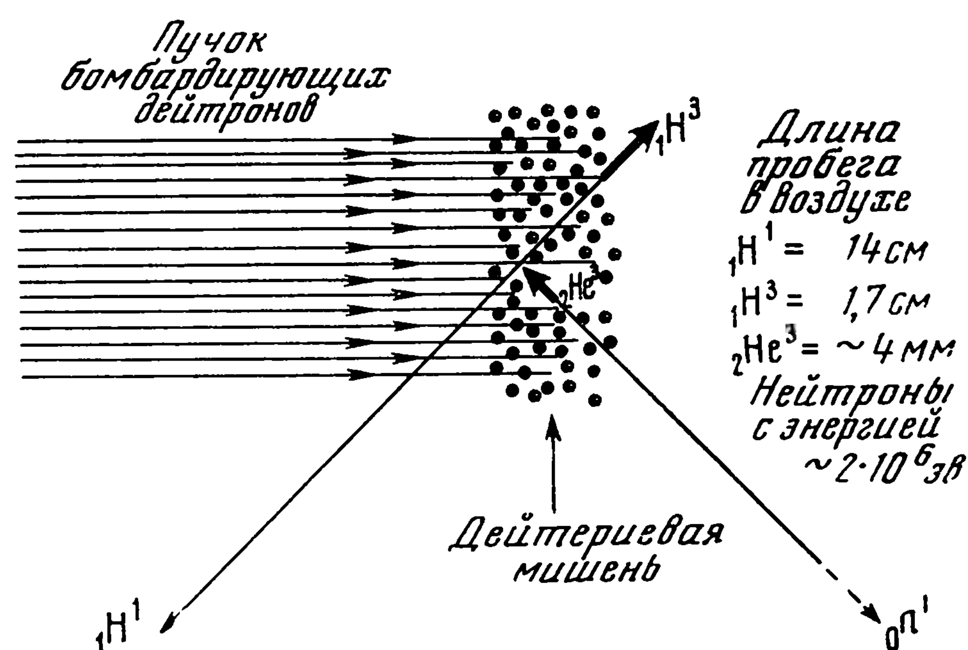


Рис. 20. Схема расщепления дейтерия при бомбардировке дейтронами

Около 2 млн. дейтронов с энергией 100000 *в*, бомбардирующих мишень из чистого дейтерия, производят одно превращение по какой-либо из двух указанных реакций

Эти интересные превращения, принадлежащие к наиболее простому типу из всех возможных, впервые были изучены Олифантом и Гартеком и привели к открытию нового изотопа водорода с массой 3 и нового изотопа гелия также с массой 3. Массы этих двух изотопов могут быть точно вычислены, если известна энергия, выделяющаяся при их превращении. Пожалуй, небезынтересно проделать здесь эти вычисления для случая H^3.

Если соблюдается закон сохранения энергии, то для масс ядер должно выполняться соотношение

$$H^2 + H^2 = H^1 + H^3 + E,$$
$$2{,}0147 + 2{,}0147 = 1{,}0081 + H^3 + 0{,}0042,$$

где E — масса, эквивалентная выделенной при превращении энергии. Значение E вычисляется из наблюденной длины пробега протонов в воздухе, составляющей 14,70 *см*, что соответствует энергии 2,98 млн. *в*. Из закона сохранения количества движения, который при расщеплении должен выполняться, следует, что $^3/_4$ всей освобождающейся энергии выделяется в форме кинетической энергии протона. Таким образом, вся выделяющаяся энергия E составляет 3,97 млн. *в*. Согласно теории Эйнштейна, масса и энергия эквивалентны между собой, и уменьшение массы системы на dm эквивалентно выделению энергии в количестве c^2dm, где c — скорость света. Правильность этого соотношения подтверждена для ряда слу-

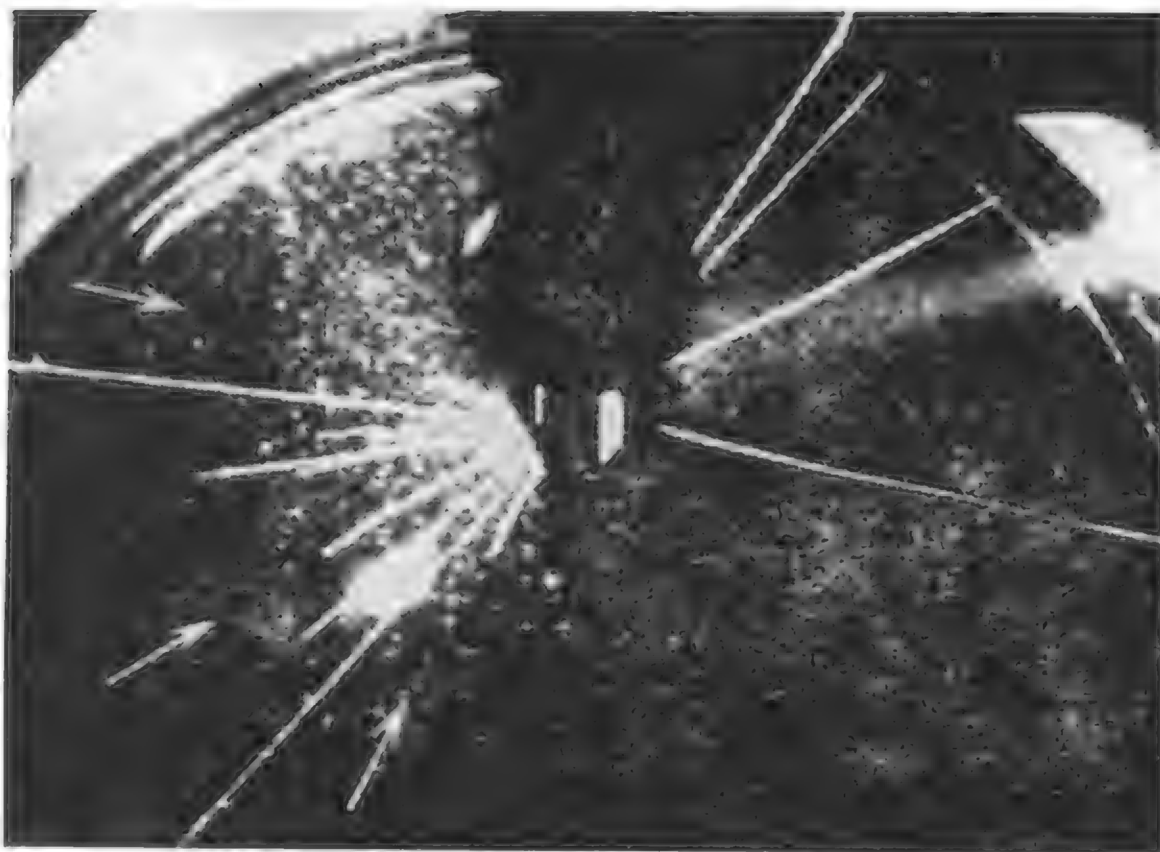


Рис. 21. Три примера испускания частиц $_1H^1$ и $_1H^3$ в противоположных направлениях при бомбардировке искусственно ускоренными дейтронами тонкой мишени, содержащей дейтерий ($_1H^2 + {}_1H^2 \rightarrow {}_1H^1 + {}_1H^3$)

Следы частиц $_1H^3$, заметные слева от трубки с мишенью, имеют пробег в 1,6 *см*, в то время как длина пробега протонов, вылетающих в противоположную сторону, составляет 15 *см*

чаев, когда были точно известны массы участвующих в превращении атомов. Выделение энергии в количестве 3,97 млн. *в* эквивалентно убыванию массы на 0,0042 *а.е.м.* Приведенное уравнение остается верным, если в обеих частях его вместо масс ядер поставить массы атомов. Под химическими символами элементов указаны значения атомных весов водорода и дейтерия, найденные Астоном с помощью масс-спектрографа. Чтобы массы элементов обеих частей уравнения сбалансировались, необходимо, очевидно, чтобы масса H^3 была равна 3,0171.

Аналогичным образом путем определения энергии быстрого нейтрона, испускаемого при другом типе превращения, было найдено, что масса He^3 равна 3,0171, т. е. в пределах точности измерений совпадает с массой H^3. Имеются достаточные основания полагать, что значения атомных весов, вычисленные этим путем, соответствуют действительности. Известно, например, что He^3 образуется также при бомбардировке Li^6 протонами (см. таблицу), и масса He^3, вычисленная из этой реакции, совпадает с приведенной выше.

Наконец, я хотел бы вкратце остановиться на некоторых важных открытиях, сделанных Лоуренсом и его сотрудниками, применявшими циклотрон для получения очень быстрых дейтронов с энергией 6 млн. *в*. При бомбардировке висмута такими быстрыми дейтронами образуется радиоактивный изотоп висмута, который во всех отношениях идентичен хорошо известному радиоактивному веществу — радию E. Полученное из висмута радиоактивное вещество не только испускает β-частицы и распадается в точности с тем же периодом, что и радий E, но образует при этом испускающее α-частицы вещество, идентичное с полонием (радий F). Механизм превращения, по-видимому, следующий:



$${}_{83}Bi^{209} + {}_1D^2 \rightarrow {}_{83}Bi^{210} + {}_1H^1.$$

Как указано на рис. 1, радий E представляет собой изотоп висмута с атомным весом 210. Это доказательство получения одного из природных радиоактивных веществ искусственным путем представляет огромный интерес и имеет выдающееся значение.

Я не могу не упомянуть еще об одном превращении, которое может оказаться весьма ценным с технической точки зрения. При бомбардировке натрия с атомным весом 23 (т. е. обыкновенной поваренной соли) быстрыми дейтронами образуется радиоактивный изотоп натрия с атомным весом 24 — радионатрий и быстрый протон. Радионатрий распадается с испусканием β-частицы и образует устойчивое ядро магния с атомным весом 24. Период полураспада радионатрия 15 *час*. Наряду с β-частицей каждое ядро радионатрия, по-видимому, испускает γ-лучи большой энергии и такой же проникающей способности, как и γ-лучи, испускаемые радием, находящимся в равновесии с продуктами своего распада. Лоуренсу уже удалось получить таким путем мощный источник γ-излучения из радионатрия, приблизительно эквивалентный в этом отношении 1 *г* радия. Итак, возможно, что искусственно созданный источник γ-излучения сможет когда-нибудь в медицине заменить радий.

Превращение с помощью γ-лучей

До сего времени бомбардировка вещества быстрыми частицами была наиболее эффективным методом изучения превращения элементов, хотя мы уже видели, что в случае более тяжелых элементов чрезвычайно эффективны медленные нейтроны. В некоторых случаях, однако, можно вызвать превращение элементов, применяя γ-излучение высокой квантовой энергии. Чадвику и Голдхаберу недавно удалось с помощью γ-лучей расщепить дейтерий $_1D^2$ на протон и нейтрон. В этом случае энергия кванта излучения должна быть больше энергии связи протона и нейтрона, составляющей около 2,3 млн. *в*. Подобным же образом Сцилард нашел, что бериллий с массой 9 распадается на Be^8 и нейтрон при облучении γ-лучами с энергией немногим больше 1 млн. *в*. Этот новый метод превращения может оказаться эффективным и в других случаях, если только нам удастся получить достаточно интенсивные источники γ-лучей высокой квантовой энергии.

Общие выводы

За последние несколько лет прогресс наших знаний в области превращения элементов происходил очень быстро; было показано, что почти все элементы с помощью соответствующих воздействий могут быть подвергнуты превращению. Интересно отметить, что существуют достаточно убедительные доказательства возможности получения изотопа золота путем бомбардировки платины быстрыми нейтронами. Однако еще не ясно, какой именно изотоп платины принимает участие в превращении. В про-

цессе этой работы было открыто более 50 новых радиоактивных веществ. Они представляют собой неустойчивые изотопы элементов, вероятно когда-нибудь существовавшие на Солнце, но исчезнувшие при остывании Земли. Возможно, что из всей большой группы радиоактивных элементов только уран и торий сохранились потому, что их периоды полураспада велики по сравнению с возрастом Земли. Хотя предстоит еще много работы, чтобы выяснить во всех деталях природу многих превращений, но уже сейчас накоплено достаточно данных, указывающих, что посредством бомбардировки находящимися в нашем распоряжении быстрыми частицами можно осуществить большое количество самых разнообразных превращений. Для элементов, имеющих много изотопов, число возможных превращений должно быть очень велико. Вообще установлено, что имеют место все мыслимые превращения элементов, совместимые с сохранением ядерного заряда, а также с законом сохранения энергии, если принимаются в расчет изменения массы. Однако частота различных типов превращения элементов может меняться в широких пределах. При большинстве превращений неустойчивое ядро расщепляется на две частицы, испуская при этом γ-лучи; известны, однако, случаи превращения более легких элементов, когда взрывающееся ядро распадается на три частицы. В процессе этой работы было открыто несколько новых, устойчивых изотопов, в частности H^3, He^3, Be^8, Be^{10}, ранее в природе не наблюдавшиеся. Кроме того, как мы уже видели, был обнаружен ряд новых элементарных частиц, в том числе нейтрон, протон, α-частица и положительный электрон.

Превращения элементов происходят обычно в ничтожных масштабах, и лишь изредка количество образующегося при превращении вещества может быть взвешено или видимо. Однако наши методы обнаружения и распознавания образующихся при превращении движущихся частиц так необычайно чувствительны, что даже самое ничтожное по своим масштабам превращение вызывает весьма значительный эффект в наших измерительных приборах. Достоверность наших методов обнаружения и анализа быстрых частиц во многих случаях выше, чем достоверность обычных химических методов, даже если предположить, что количество превращенного вещества было бы достаточно велико для химического анализа.

Вообще говоря, количество вещества, образующегося при превращении путем бомбардировки толстого слоя элемента, быстро растет с увеличением энергии бомбардирующих частиц. В некоторых случаях заметного превращения не наблюдается до тех пор, пока энергия частицы не достигнет определенной величины, а затем масштабы превращения начинают быстро возрастать при повышении энергии частиц сверх этого уровня. В случае таких легких элементов, как, например, дейтерий и литий, превращение становится заметным, когда бомбардирующие частицы обладают энергией 20000 *в* или даже меньше. Но в большинстве случаев необходимая для совершения заметного превращения энергия бомбардирующих частиц должна быть выше этого значения и с повышением атомного номера бомбардируемого элемента быстро растет.

Мы видели, что эти соображения неприменимы к нейтронам, так как во многих случаях масштабы превращения бывают наибольшими, когда нейтроны обладают небольшой энергией (порядка долей вольта), сравнимой с энергией теплового движения молекул. Имеются основания полагать, что каждый медленный нейтрон, проходящий, например, через бор, вызывает в конечном счете превращение ядра бора (см. стр. 465). Представляется также вероятным, что самостоятельное существование нейтрона в нашей атмосфере должно быть очень непродолжительным. так как он скоро будет захвачен ядрами азота и кислорода и при этом произведет превращение этих элементов. Поэтому мы не должны ожидать сколько-нибудь заметного накопления нейтронов в нашей атмосфере на протяжении веков.

Мы уже говорили о выделении больших количеств энергии при спонтанном превращении атомов природных радиоактивных веществ. В некоторых случаях искусственного превращения с помощью протонов и дейтронов количество излучаемой энергии, приходящейся на один атом, даже больше, чем в случае радиоактивных превращений. Например, энергия, освобождающаяся при превращении одного атома лития шестью дейтронами, составляет 22,5 млн. *в*, т. е. почти вдвое больше энергии, излучаемой при распаде любого радиоактивного атома. Поскольку превращение может быть произведено дейтроном, обладающим энергией всего в 20 000 *в*, то ясно, что в этом индивидуальном процессе получается большой выигрыш энергии. Но, с другой стороны, лишь один из 10^8 дейтронов оказывается эффективным, так что в конечном счете затрачивается гораздо больше энергии, чем ее излучается при превращении. Даже если учесть, что общий коэффициент полезного действия процесса растет с увеличением энергии бомбардирующих частиц, остается мало надежды на получение таким путем полезной энергии из атомов. Исключительная эффективность медленных нейтронов, вызывающих превращение отдельных элементов с выделением больших количеств энергии, на первый взгляд кажется в этом отношении многообещающей. Однако нельзя упускать из виду то обстоятельство, что сами нейтроны могут быть получены лишь в результате чрезвычайно невыгодного процесса превращения. Перспективы получения полезной энергии из атомов посредством искусственного превращения, таким образом, не выглядят обещающими.

Атомное ядро представляет собой целый мир, где в ничтожно малом объеме заключен ряд частиц, в частности протонов и нейтронов, удерживаемых вместе чрезвычайно мощными неизвестными силами. В настоящее время делаются энергичные попытки приспособить существующие идеи к объяснению структуры атомного ядра, и в нескольких простых случаях уже достигнуты некоторые успехи. Однако мы все еще далеки от понимания структуры сложного ядра и причин, вызывающих его распад при определенных условиях. В то время как волновая механика оказалась адекватной для объяснения внешней электронной структуры атома, где электроны достаточно удалены друг от друга, эта теория не может быть с

уверенностью применима к сложному ядру, где имеет место такая исключительная концентрация массивных частиц в очень небольшом пространстве. Чтобы преодолеть эти трудности, Бор предложил более общий способ подхода к проблеме, при котором ядро рассматривается как агрегат из неразличимых частиц, способный колебаться как целое и обладающий строго определенными энергетическими уровнями. В пользу этой новой точки зрения имеется много соображений, и ее перспективы на будущее кажутся более обнадеживающими. Большое количество накопленных к настоящему времени экспериментальных данных о превращении элементов должно оказаться весьма полезным подспорьем при разрешении этой наиболее трудной и фундаментальной проблемы.

Приобретенные нами сведения о превращении элементов могут оказать большую помощь еще и в другом направлении. Очевидно, что внутри раскаленной звезды, подобной нашему Солнцу, где температура очень высока, протоны, нейтроны и другие легкие частицы должны иметь скорости теплового движения, достаточно большие для того, чтобы производить превращения элементов на Солнце. В условиях такой непрерывной бомбардировки должен происходить постоянный процесс построения новых атомов и расщепления других и через короткое время должно быть достигнуто состояние равновесия, во всяком случае временного. Из наших сведений об относительном преобладании элементов на Земле можно составить себе довольно верное представление также и о том, каков был средний состав Солнца 3000 млн. лет назад, когда Земля отделилась от Солнца. Когда наши знания в области превращений элементов продвинутся еще дальше, мы сможем установить, чем объясняется относительное преобладание некоторых элементов на нашей Земле и почему элементы с четными атомными номерами встречаются в среднем значительно чаще, чем с нечетными. Таким образом, прогресс современной алхимии значительно расширит наши познания не только о самих элементах, но и об их относительном преобладании в нашей Вселенной.

36

СОРОК ЛЕТ РАЗВИТИЯ ФИЗИКИ *

I. ИСТОРИЯ РАДИОАКТИВНОСТИ

Я намерен прочесть две лекции[1]: первую — о развитии представлений о радиоактивности и вторую — о современных воззрениях на структуру атомов. Я полагаю, что Комитет, организовавший эти лекции по истории современной науки, поступил очень разумно, избрав в качестве отправной даты 1895 год, ибо именно этот год отмечен в истории как рубеж, отделяющий то, что мы называем старой, или классической, физикой, от новой, или современной, физики. Именно в том году Рентген сделал свое далеко идущее открытие — Х-лучи, открытие, которое как само по себе, так и по следствиям оказало огромное влияние на прогресс науки. Мне самому посчастливилось в тот переходный 1895 год начать работу в Кавендишской лаборатории с Дж. Дж. Томсоном, и прежде всего я хочу рассказать немного о взглядах ученых того времени.

Рассмотрим вкратце, то, в чем мы, физики, были тогда уверены. Прежде всего, существовала знаменитая электромагнитная теория Максвелла, которая устанавливала связь между светом и электрическими колебаниями, так что свет считался не чем иным, как формой электрических волн, распространяющихся в пространстве. Отсюда следовало, что атомные спектры, такие, например, как яркие спектральные линии, испускаемые водородом при воздействии электрического разряда, представляют собой типы электрического колебания и поэтому, видимо, образуются в результате колебания некоторого электрического заряда. В связи с этим многие теоретики, как, например, Лоренц и Лармор, считали, что в атоме должны находиться электрические вибраторы, хотя сначала они и не представляли себе, как эти вибраторы заряжены — положительно или отрицательно.

Другой общепринятой теорией была кинетическая теория газов, в которой предполагалось, что свойства газов могут быть объяснены движением молекул, и, как вам известно, на основе определенных экспериментальных результатов можно было вычислить число молекул в куби-

---

* Background to Modern Science. Cambridge, 1940, p. 47—74.

[1] Эти две лекции Резерфорд прочел в Кембридже в 1936 г., однако подготовлены они были к печати уже после смерти автора Дж. А. Рэтклиффом на основе стенографической записи.— *Прим. ред.*

ческом сантиметре газа и оценить размер и вес атомов. Однако сделанные тогда различными специалистами численные оценки время от времени значительно изменялись, и мы могли только очень приближенно вычислить массу или размер атома. Причина этой неопределенности частично связана с тем, что расчеты по кинетической теории были очень грубы и неполны, а частично с тем, что экспериментальные данные были не очень надежны.

Многие из вас не будут удивлены, услышав, что мы верили в кинетическую теорию и молекулярное строение вещества. Однако имеется один вопрос, который теперешние молодые ученые легко забывают, и состоит он в том, что атомная структура электричества в то время тоже в основном считалась правильной. Верно, конечно, что в то время не существовало однозначных экспериментов, ведущих к такому представлению, но оно принималось как результат знаменитых выводов, сделанных много лет назад Фарадеем из экспериментов по электролизу. Большая заслуга в широком распространении этих идей принадлежит ученому Джонстону Стони из Дублина, которого я знал лично. Именно он был тем, кто увидел, что должна существовать фундаментальная единица заряда, переносимая атомом водорода при электролизе воды, и для этого заряда он придумал слово «электрон», применяемое теперь во всем мире.

Рассмотрим теперь уровень знаний в тех областях химии, которых мы будем сегодня касаться. В результате проведенных в течение столетий усердных работ химики преуспели в разделении и очистке подавляющего большинства элементов, и возникло представление о том, что атомы данного типа вещества все сделаны по одному образцу. Атомы были неизменяемы и неразрушаемы, и такими они должны были оставаться навечно или до тех пор, пока будет существовать наука химия. И хотя от старого представления об атоме, как о твердом «биллиардном шаре», в конце прошлого столетия полностью отказались, химики все еще были уверены, что с точки зрения имеющихся в их распоряжении методов атомы неизменны и определенно неразрушаемы. Случалось, что кто-нибудь воображал, что превратил один тип атома в другой, но всегда можно было доказать, что он ошибся.

Тогда же было развито замечательное обобщение, известное как периодический закон, на основе которого свойства элементов связывались с их положением в ряду по атомным весам. Наиболее мыслящие из химиков инстинктивно чувствовали, что этот закон соответствует представлению о том, что все атомы либо схожи по своей структуре, либо каким-то образом все сделаны из более элементарного материала. Но эти представления были очень смутны, и истинное значение периодического закона было понято лишь через 10 или 15 лет.

Теперь я подошел к началу моего рассказа. Возможно, лишь некоторые из вас отчетливо себе представляют ту необыкновенную сенсацию, которую вызвало открытие Рентгеном Х-лучей в 1895 г. Оно заинтересовало не только ученых, но и простых людей, которые были потрясены возмож-

ностью увидеть собственные внутренности и кости. Все лаборатории мира использовали свои старые круксовские трубки для получения X-лучей, и Кавендишская лаборатория не представляла исключения. Эти старые круксовские трубки показывали, что катодные лучи обладают способностью вызывать яркую фосфоресценцию в целом ряде веществ; кроме того, было замечено, что X-лучи, по-видимому, испускаются из точек падения этих катодных лучей. Это навело многих на мысль, что X-лучи, возможно, связаны некоторым образом с фосфоресценцией и что, быть может, фосфоресцирующие вещества могут испускать X-лучи. Многие исследователи на континенте экспериментировали в этом направлении, в том числе и Анри Беккерель в Париже. Его отец, профессор, очень интересовался фосфоресценцией, в частности измерением ее продолжительности, и его тоже интересовали довольно необычные свойства, наблюдаемые в урановых соединениях. Анри помогал своему отцу в работе, и еще за 15 лет до того, т. е. в 1880 г., развлекался тем, что выращивал кристаллы бисульфата урана и калия, которые восхитительно сверкали после того, как их выставляли на свет. В своих поисках зависимости между фосфоресценцией и X-лучами Беккерель помещал множество фосфоресцирующих веществ, обернутых черной бумагой, над фотопластинкой, но результаты были полностью отрицательными. Тогда ему пришло в голову испытать свои кристаллы солей урана. Сначала он экспонировал эти кристаллы на свету, чтобы заставить их фосфоресцировать, а затем завертывал в черную бумагу и помещал над фотопластинкой. После выдержки в течение нескольких часов и проявления был обнаружен отчетливый фотоэффект. Эксперимент был повторен, причем между урановой солью и фотопластинкой был помещен осколок тонкого стекла, чтобы исключить эффекты, связанные с возможными испарениями, однако фотоэффект был получен снова. Сначала Беккерель предположил, что испускание лучей, которые способны проникнуть сквозь черную бумагу, каким-то образом связано с фосфоресценцией, но затем он показал, что эффект наблюдается и тогда, когда урановая соль предварительно хранилась в течение нескольких недель в темноте, так что не было даже признаков фосфоресценции. Затем он заметил, что все соли урана и сам металл обладают свойством испускать излучение, проникающее сквозь черную бумагу. Так он открыл явление, которое мы теперь именуем *радиоактивностью*.

Теперь мы назовем всем нам знакомое имя — Мария Кюри. Она начала исследовать активность различных веществ, изучая скорость, с которой радиация разряжает помещенные вблизи наэлектризованные тела. Она установила, что урановая смолка и некоторые другие минералы производят больший эффект, чем чистый уран, и пришла к выводу, что эти минералы должны содержать некое вещество, обладающее большей активностью, чем уран. Поэтому она сделала химический анализ этого минерала, последовательно проведя обычные процессы химического разделения, причем на каждой стадии оставляла ту часть, которая обладала большей радиоактивностью. Она обнаружила два особенно активных вещества:

одно, похожее химически на висмут, она назвала *полонием*, другое, химически похожее на барий,— *радием*.

Содержание радия в любых радиоактивных минералах чрезвычайно мало, порядка 1 части на 10 000 000, но, оперируя тоннами исходных минералов, М. Кюри смогла приготовить достаточно чистый бромид радия, чтобы определить атомный вес радия и показать, что он имеет определенный спектр, т. е., иными словами, чтобы показать, что радий ведет себя химически, как обычный элемент.

Благодаря Гизелю, химику хининной фабрики в Брауншвейге, впервые в продаже появились препараты почти чистой радиевой соли. Говорят, не знаю, насколько это верно, будто ему удалось выделить радий чуть раньше, чем М. Кюри. Но, поскольку он использовал разработанную ею методику и его работа явилась прямым следствием работ М. Кюри, он с истинно научным благородством отказался претендовать на приоритет в этом деле. Как бы там ни было, его труд имел важные последствия, так как его заинтересованность в этих веществах привела к тому, что рыночная цена чистого бромида радия составляла 1 фунт стерлингов за 1 *мг*. Я приобрел 30 *мг*, и Рамзай сделал то же. Немного позднее радий стоил уже 12 фунтов стерлингов за 1 *мг*.

Открытие радия имело огромное значение для науки, главным образом вследствие того, что его активность столь велика (более чем в миллион раз выше, чем урана), что нельзя было уже считать это небольшим второстепенным эффектом. Тот факт, что радий обладает длительной жизнью (1600 лет) и легко выделяется химически, тоже увеличивает его значение.

Интересно оглянуться назад и представить себе, что произошло бы, если бы радиоактивность урана была открыта раньше. Элемент, впоследствии названный ураном, был открыт более столетия назад, в 1789 г., Клапротом, и, если бы он поместил это вещество вблизи электроскопа, то мог бы заметить, что оно разряжает электричество. По моему мнению, на этом бы все и закончилось. Люди сказали бы, что это любопытно, но не сделали бы отсюда никаких выводов. Никто бы не задался вопросом, как этот эффект произошел. Для науки характерно, что открытия происходят преимущественно тогда, когда общественная мысль к ним подготовлена.

Теперь, я надеюсь, мне позволено будет рассказать о моем знакомстве с сущностью радиоактивности. Когда я поступил в Кавендишскую лабораторию в 1895 г., я начал работу по ионизации газов X-лучами. Я прочел статью Беккереля, и мне захотелось узнать, не одинаковы ли по своей природе ионы, образующиеся от излучения урана и от X-лучей, и, в частности, меня заинтересовало мнение Беккереля о том, что его излучение есть что-то промежуточное между светом и X-лучами. Поэтому я приступил к систематическому исследованию излучения и установил, что существует два его типа: одно создает интенсивную ионизацию и поглощается в нескольких сантиметрах воздуха, а другое производит менее сильную ионизацию, но более проникающее. Я назвал их соответственно α- и β-лучами:

когда же в 1898 г. Вийяр открыл еще более проникающий вид излучения, он назвал его γ-лучами.

В 1898 г. я приехал в Мак-Гиллский университет в Монреале и там встретился с Р. Оуэнсом, новым профессором электротехники, который прибыл одновременно со мной. Оуэнс получал стипендию, которая обязывала его проводить некоторые физические исследования; он спросил, не могу ли я ему предложить тему, которую он мог бы исследовать для оправдания этой стипендии. Я предложил ему исследовать с помощью электроскопа торий, радиоактивность которого была тем временем открыта Шмидтом. Я помогал ему в проведении экспериментов, и мы обнаружили некоторые очень странные явления. Оказалось, что радиоактивное воздействие окиси тория может проходить сквозь дюжину листков бумаги, положенных поверх этой окиси, но задерживается тончайшей пластинкой слюды, как будто излучается что-то, способное диффундировать сквозь поры бумаги. Тот факт, что прибор был очень чувствителен к движению воздуха, поддерживал эту диффузионную гипотезу. Затем мы провели эксперименты, в которых воздух проходил над окисью тория, а потом попадал в ионизационную камеру. Эти опыты показали, что активность может переноситься воздухом. Однако, когда поток воздуха прекращался, активность в ионизационной камере не сразу исчезала, а уменьшалась постепенно по экспоненциальному закону. Я назвал это газообразное вещество, которое может диффундировать сквозь бумагу, переноситься воздухом и в течение некоторого времени сохранять свою активность, исчезающую по характерному закону, «эманацией тория».

Я установил, что эта эманация обладает чрезвычайно своеобразным свойством делать радиоактивными тела, над которыми она проходит. Казалось, что это свойство скорее всего обусловлено осаждением некой материальной субстанции, а не какой-либо активностью, возникшей в самих этих телах под действием излучения, так как тогда количество осажденного вещества должно увеличиваться при приложении электрического поля. В те времена многие получали неповторяющиеся и странные результаты, помещая предметы вблизи радиоактивных веществ; по-видимому, все это могло объясняться наличием таких же эманаций, как обнаруженная нами у тория.

Прежде чем считать такое объяснение правильным, необходимо было выяснить истинную природу эманации. Это было очень трудно, так как доступное количество ее всегда было очень мало. С самого начала Содди и я предположили, что это, должно быть, инертный газ вроде гелия, неона или аргона, так как нам никак не удавалось заставить ее соединиться с каким-либо химическим веществом. Мы смогли грубо оценить ее молекулярный вес путем сравнения скорости ее диффузии и других газов с известным молекулярным весом. Используя свойство эманации разряжать электроскоп в качестве меры наличного ее количества, нам удалось, имея в своем распоряжении очень малое количество эманации, измерить эту скорость диффузии. Мы пришли к заключению, что ее атомный вес должен

быть примерно равен 100. Затем мы постарались определить, образуется ли эманация непосредственно из тория или же из какого-то промежуточного продукта. Применяя химические методы, мы смогли отделить промежуточное вещество, из которого образуется эманация, и назвали его «торий X».

Примерно в то же время Рамзай заметил, что в большинстве радиоактивных минералов присутствует гелий и что он представляет собой другой газообразный продукт превращений. Впоследствии я сам смог показать, что гелий обусловливается накоплением α-частиц.

До 1903 или 1904 г. количество радия было очень ограничено, и большей частью имевшегося в мире радия располагали супруги Кюри, которые выделили его из урановой смолки путем долгого и трудного процесса. Одно из первых сделанных ими наблюдений заключалось в том, что температура радия весом около 100 *мг* выше температуры окружающего воздуха. Они подсчитали, что 1 *г* радия должен выделять тепло со скоростью около 100 *кал/час*. Этот эксперимент всех взбудоражил, ибо даже мысль о существовании какого-либо вещества, температура которого выше температуры окружающего воздуха, была нестерпима для старомодных физиков, и тогда всеобщее распространение получило представление о том, что радий обладает своеобразным свойством действовать в качестве термодинамической машины, использующей тепло воздуха. Я был твердо убежден в том, что тепловой эффект неизбежно есть следствие излучения α- и β-частиц и что он уменьшается со временем точно так же, как и активность. Впоследствии мы смогли разобраться в причинах тепловых эффектов радиоактивных тел и показать, что в этом процессе нет ничего загадочного. Мы смогли показать, что теплота при этих радиоактивных превращениях может выделяться в огромных количествах. Эти количества, подсчитанные на единицу массы, оказались в миллионы раз больше тех, которые были получены с помощью химических реакций, и мы смогли показать, что это характерно для всех радиоактивных превращений.

Теперь я хочу немного остановиться на экспериментальных доказательствах природы α-частиц. Различными экспериментами и с помощью разных сотрудников мне удалось показать, отклоняя α-частицы в магнитном поле, что эти частицы есть атомы гелия, несущие два положительных заряда; мы смогли также измерить их скорость. Примерно в то же время (1903 или 1904 г.) Брэгг и Климан сделали свой весьма интересный и важный анализ ионизационной кривой α-лучей, показав, что ионизация изменяется вдоль их пути весьма характерным образом. Теперь кривая, описывающая форму такого изменения, известна как «кривая Брэгга».

Я хочу рассказать также о двух важных открытиях, являющихся в большой степени заслугой Содди. Я говорю об открытии закона смещения и открытии изотопов среди радиоактивных элементов.

Исследуя химические свойства радиоактивных веществ, Содди заметил, что часто имеется простое соотношение между положениями в периодической таблице исходных и конечных элементов, участвующих в радио-

активных превращениях. Прежде чем он смог убедиться в общности такого вывода, необходимо было определить химические свойства всех известных радиоактивных элементов, что было далеко не простой задачей, так как многие из них имелись в ничтожных количествах. Такую же работу провел Ган; в результате широкое обобщение, теперь известное как «закон смещения», было сделано почти одновременно А. Расселом, Фаянсом и Содди. Этот закон просто утверждает, что, если вещество испускает α-частицу, оно перемещается вниз на два места в периодической таблице, а когда оно испускает β-частицу, то оно поднимается в таблице на одно место вверх. Очевидно, что это связано с тем фактом, что α-частица несет два положительных заряда, а β-частица — один отрицательный заряд.

В отношении изотопов положение было следующим. Многие исследователи при разделении определенных радиоактивных тел натолкнулись на невероятное, почти непреодолимое затруднение. Содди очень заинтересовался этим явлением и обнаружил несколько радиоактивных веществ, которые он не смог разделить. Эти вещества были совершенно различными и обладали характерными радиоактивными свойствами, однако их нельзя было разделить с помощью химических операций. Он обратил также внимание, что в периодической таблице для большой группы радиоактивных элементов даже нет места, и предположил, что существуют элементы, неотделимые с химической точки зрения, но обладающие с точки зрения радиоактивности различными свойствами. Содди назвал соответствующие элементы такого рода изотопами, и так было положено начало большой области исследований, огромный вклад в которую внес Астон, о чем он расскажет сам в своей лекции.

II. РАЗВИТИЕ НАШИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О СТРУКТУРЕ АТОМА

В сегодняшней лекции я попытаюсь рассказать очень кратко о развитии наших представлений о частицах, образующих атом, и его структуре.

Одной из наиболее важных частиц в атоме является электрон, и я попытаюсь прежде всего очень коротко изложить вам, как изменились наши представления об электроне за последние 40 лет. Это было в 1897 г., когда из экспериментов, проведенных в основном нашим руководителем Дж. Дж. Томсоном, вытекало, что так называемые катодные лучи Крукса состоят из потока частиц очень малой массы, движущихся с очень большой скоростью. Я полагаю, что мы вправе приписать преимущественную роль в этом открытии Дж. Дж. Томсону, поскольку он был первым, кто отклонил эти частицы как в электрическом, так и в магнитном полях, и первым понял, что электрон должен быть составной частью всех атомов, а также придумал методы определения числа электронов в атоме. В первых же экспериментах было обнаружено, что отношение заряда к массе электрона более чем в одну или две тысячи раз превышает таковое же для водорода, легчайшего из известных атомов; одновременно было показано, что электроны в откачанной трубке могут обладать огромными скоростями,

приближающимися даже к скорости света. Итак, масса электрона оставалась неизвестной, известно было лишь *отношение* заряда к массе, но все указывало на то, что электрон очень легок и подвижен. Скотсмен и Сазерленд в Мельбурне высказали очень интересное предположение, что этот легкий электрон, возможно, не что иное, как движущийся единичный электрический заряд, не обладающий связанной с ним материальной массой. Еще в 1881 г. Дж. Дж. Томсон показал, что сфера радиуса a, обладающая зарядом e, по-видимому, имеет дополнительную массу $^2/_3(e^2/a)$, что соответствует тому факту, что при движении этой сферы энергия должна переходить в окружающее ее электромагнитное поле. Сазерленд отметил, что если предположить радиус a достаточно малым, не обязательно считать, что электрон обладает вообще какой-либо «обычной» массой. Если это справедливо, то радиус электрона будет равен около $2 \cdot 10^{-13}$ *см*. Это была заманчивая идея, и ученые попытались проверить ее справедливость.

Такие теоретики, как Абрахам, Хевисайд и Сирл, здесь, в Кембридже, пытались выяснить, как кажущаяся масса, обусловленная зарядом, должна зависеть от скорости. Разные исследователи приходили к различным результатам, так как в основу клали различные начальные предположения, но при сравнительно больших скоростях результаты были примерно одинаковыми. У всех получалось, что масса должна увеличиваться со скоростью и становиться бесконечной при приближении к скорости света. Тем временем стали доступными небольшие количества радия, а поскольку он испускает электроны, движущиеся со скоростью, очень близкой к скорости света, то стало возможно провести экспериментальную проверку этих теорий. В 1902 г. это сделал Кауфман, и полученные им результаты в пределах точности эксперимента находились в согласии со всеми теориями.

Эти эксперименты привлекли очень большое внимание и привели многих к неправильному выводу, что поскольку масса электрона, видимо, полностью обусловлена его зарядом, то и вся масса не что иное, как проявление электрического заряда. Согласно этому представлению, масса атома водорода, в 1850 раз большая массы электрона, просто объяснялась тем, что этот атом содержит 1850 электронов. Однако такое положение сохранялось недолго. В 1905 г. Эйнштейн, исходя из соображений относительности, показал, что масса тела должна изменяться со скоростью и что независимо от того, заряжено или не заряжено тело, изменение массы одно и то же. Любое тело независимо от того, из чего оно состоит, должно подчиняться закону Эйнштейна, и все эксперименты, по-видимому, указывают на справедливость этого закона. Эксперименты Кауфмана согласуются как со следствиями релятивистской, так и старой электрической теорий, так что уже нельзя было больше допускать, что масса электрона полностью обусловлена его зарядом. Единственный способ определения радиуса a электрона заключался в допущении, что масса электрона полностью обусловлена его зарядом, после чего использовалось приведенное выше выражение, поэтому еще раз ясно, что оценки размера электрона не

существовало. Вполне вероятно, что радиус электрона порядка 10^{-13} *см*, и недавно Борн развил теорию, которая приводит к величине такого порядка, но рано судить о том, насколько эта теория верна.

Нас вполне удовлетворяло в течение 10 или 15 лет представление об электроне, как о сферическом распределении заряда, возможно, с некоторой «обычной» массой. Однако в 1925 г. для объяснения некоторых неясностей в спектрах водорода и гелия Уленбек и Гоусмидт предположили, что электрон к тому же обладает магнитным моментом, и так как они понимали, что моментом должен обладать вращающийся сферический заряд, то высказали предположение о «вращающемся электроне». Вскоре после этого, в 1930 г., Дирак развил общую теорию, в которой объединялись релятивизм и волновая механика, и он смог объяснить тонкую структуру спектра, не постулируя специально понятие «вращающегося электрона». Вначале это выглядело, как если бы идея «вращающегося электрона» была неверна, но потом Дирак пришел к выводу, что согласно его теории электрон ведет себя так, как будто обладает магнитным моментом, поэтому и не было нужды постулировать это отдельно. Во всяком случае, он не может себя вести иначе.

Далее, интересно уделить внимание определению электронного заряда e, так как эта величина тесно связана с вычислениями атомных величин. Первые эксперименты были осуществлены Таунсендом в Кавендише в 1897 г., когда я уже был там. Он обнаружил конденсацию облачка на водороде, полученном при электролизе и пробулькивающем через воду. Оказалось, что это облачко заряжено, и Таунсенд следующим образом определил величину заряда одной капли. Вес всего облачка измерялся путем осаждения его и взвешивания на весах. Средний вес каждой капли определялся измерением скорости падения облачка на основе закона Стокса. Отсюда рассчитывалось число капель. Так как суммарный заряд, переносимый облачком, тоже мог быть измерен, то оказалось возможным определить величину заряда одной капли. Этот метод не дал точного значения заряда электрона, так как многие капли были многократно заряжены, но он интересен тем, что практически включал все идеи, которые в дальнейшем применялись при точных измерениях заряда.

В 1908—1913 гг. Дж. Дж. Томсон применил метод, при котором облачко образовывалось при расширении, и его вес определялся по известному коэффициенту расширения. Вильсон приложил электрическое поле, так что заряженные капли могли либо оставаться в равновесии, либо двигаться вниз или вверх. В 1908 г. Гейгер и я подсчитали число α-частиц, испущенных определенным количеством радия, а затем определили общий заряд, который они перенесли. Мы получили $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*, значительно больше величины $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ *эл.-стат. ед.*, выведенной Томсоном, но мы не считали наш метод вполне точным.

В этой связи забавную историю однажды рассказал мне Планк. Когда он впервые выдвинул свою квантовую теорию света, люди не очень охотно ей доверяли, отчасти потому, что согласно этой теории заряд электрона

должен быть равен $4{,}7 \cdot 10^{-10}$, тогда как общепризнанной величиной считалась $3{,}4 \cdot 10^{-10}$. У самого Планка вызывало сомнение это противоречие, но, когда Гейгер и я обнародовали величину $4{,}65 \cdot 10^{-10}$, Планк уверовал в справедливость собственной теории.

Величина заряда, как вы знаете, была точно измерена Милликеном между 1910 и 1917 гг. Сейчас имеются некоторые сомнения в том, действительно ли его результаты настолько точны, как это первоначально считалось, но я не хочу здесь разбирать этот вопрос.

Теперь я перехожу к очень интересному открытию последнего времени. Многие полагали, что в правильно построенной Вселенной должна быть определенная степень симметрии, и там, где имеется отрицательный электрон, должен иметься и положительный электрон такой же малой массы. Хотя положительный электрон часто искали, его не могли обнаружить до 1931 г.. В том году Андерсон в Калифорнии фотографировал следы космических частиц, прошедших через туманную камеру Вильсона. Камера находилась в сильном магнитном поле, и Андерсон обнаружил, что некоторые следы искривлены в одном направлении, а другие — в противоположном, т. е. одни были следами положительных частиц, а другие — отрицательных. Полученные другие данные свидетельствовали о том, что массы обеих частиц очень малы, порядка массы электрона. Андерсону удавалось очень редко получать фотографии этих следов, однако в 1933 г. Блэкетт и Оккиалини в Кавендишской лаборатории разработали метод, при котором космические лучи, проходя через прибор, так сказать, «сами себя фотографировали». Благодаря этому методу стало возможным получать много фотографий следов положительных электронов, или «позитронов», как их теперь называют.

Блэкетт интерпретировал эти результаты на основе теории, развитой Дираком в 1931 г. В этой теории предполагалось существование положительных электронов, однако жизнь их должна быть очень короткой, ибо они соединяются с первым попавшимся отрицательным электроном, и это приводит к излучению энергии. В некотором смысле Дирак предсказал положительный электрон до его открытия, однако это предсказание не было явно высказано в теории. Как теория, так и эксперимент указывали на то, что при соответствующих условиях энергия очень коротковолнового излучения, подобная имеющейся, например, в космическом излучении, может исчезать и приводить к образованию пары электронов — одного положительного и одного отрицательного. Наиболее легко это происходит в сильном электрическом поле, окружающем тяжелые ядра, и возможно только в том случае, если квантовая энергия излучения превышает 1 *Мэв*, что эквивалентно массе электронной пары.

Теперь вернемся к рассмотрению вопроса об атомной структуре. В 1895 г. Ленард поставил свой известный опыт, в котором он направил электроны сквозь тонкое окно в разрядной трубке, в которой они образовывались, и так стало возможным наблюдать их вне трубки. Поскольку электроны могли легко проникать сквозь окно, он сделал вывод, что атомы

окна должны иметь очень открытую структуру и между ними должны быть сравнительно большие промежутки. Он предположил, что в атомах должны быть сферы положительного электричества, связанные как-то с отрицательными зарядами. Год или два спустя Дж. Дж. Томсон детально разработал эту мысль и подсчитал, как отрицательные электроны будут распределены в сфере положительного заряда. Он сумел объяснить таким путем основной принцип периодической таблицы.

Поскольку мои личные интересы были тесно связаны со следующей стадией развития, то я изложу ее более подробно; мне хотелось бы использовать этот пример, чтобы показать, как часто вы натыкаетесь на факты случайно. Очень давно я наблюдал рассеяние α-частиц, а Гейгер в моей лаборатории подробно его изучал. Он обнаружил, что на тонких листках тяжелых металлов рассеяние обычно невелико, порядка 1°. Однажды Гейгер пришел ко мне и сказал: «Не считаете ли Вы, что пора бы молодому Марсдену, которого я обучаю радиоактивным методам, начать небольшое исследование?» Я думал так же, а поэтому ответил: «Почему бы не поручить ему посмотреть, не могут ли некоторые α-частицы рассеяться на большой угол?» Скажу вам по секрету, что я не предполагал, что они так могут рассеяться, поскольку известно было, что α-частицы — это очень быстрые массивные частицы, обладающие чрезвычайно большой энергией. Можно убедиться, что если большое рассеяние есть результат накопления некоторого числа малых рассеяний, то вероятность рассеяться назад для α-частицы очень мала. Помню, что через 2 или 3 дня ко мне пришел весьма возбужденный Гейгер и сказал: «Нам удалось наблюдать α-частицы, возвращающиеся назад...». Это было самым невероятным событием, которое мне пришлось пережить. Это было почти столь же невероятно, как если бы вы выстрелили 15-дюймовым снарядом в листок папиросной бумаги, а он вернулся бы назад и угодил бы в вас. Поразмыслив, я понял, что это обратное рассеяние должно быть результатом однократного столкновения а когда я произвел расчеты, то увидел, что невозможно получить величину того же порядка, разве что вы рассматриваете систему, в которой бóльшая часть массы атома сконцентрирована в малом ядре. Вот именно тогда у меня родилось представление об атоме с малым массивным центром, несущим заряд. Я математически вычислил, какому закону должно подчиняться рассеяние, и нашел, что число частиц, рассеивающихся под данным углом, должно быть пропорционально толщине рассеивающей фольги, квадрату заряда ядра и обратно пропорционально четвертой степени скорости. Этот вывод в дальнейшем был проверен Гейгером и Марсденом в серии великолепных экспериментов.

Теперь давайте посмотрим, какие выводы можно было сделать на этом этапе. При рассмотрении вопроса о том, насколько близко к ядру может подойти α-частица, чтобы рассеяться на угол 90°, я смог показать, что ядро должно иметь очень малые размеры. Я также оценил величину заряда и получил, что она должна быть примерно в 100 раз больше заряда электрона e. Точной оценки сделать было невозможно, но все указывало на то,

что ядро водорода должно иметь заряд e, заряд гелия $2e$ и т. д. Гейгер и Марсден исследовали рассеяние на различных элементах и установили, что степень рассеяния изменяется как квадрат атомного веса. Этот вывод был неточным, но вполне достаточным; он показывал, что заряд ядра приблизительно пропорционален атомному весу.

К тому времени в нашей лаборатории преобладало представление о том, что заряд и атомный номер связаны между собой, и как раз тогда Мозли начал свои знаменитые опыты с X-лучами. Он показал, что рентгеновские спектры элементов изменяются регулярно и одинаково при переходе от одного элемента к следующему, причем все рентгеновские спектры элементов подобны, но сдвигаются по частоте при переходе от элемента к элементу. Согласно ядерной теории, рентгеновский спектр предположительно связан с движением электронов близ ядра, и экспериментальные результаты Мозли приводили к выводу, что характеристики рентгеновских спектров элементов зависят от квадрата целого числа, которое изменяется на единицу при переходе от одного элемента к следующему. Мозли предположил, что атомный номер соответствует заряду ядра, и, начиная с алюминия 13, он смог объяснить свойства рентгеновских лучей, испускаемых элементами вплоть до золота; в 1932 г. ряд этот был расширен до урана.

Эта теория сразу же показала, каких элементов недостает в периодической таблице и куда следует обратить внимание для отыскания новых элементов. Тогда стало ясно, что атомный вес, который химики считали раньше важнейшим показателем в периодической системе, должен быть заменен атомным номером и свойства всех элементов должны объясняться в зависимости от их номера. Существенный вопрос о тождественности атомного номера и заряда ядра был экспериментально проверен Чадвиком после войны.

Это ядерное представление сразу же в общем виде объясняет существование изотопов: ядерный заряд управляет расположением электронов, а оно, в свою очередь, определяет химические свойства. Таким образом, мы должны предположить, что изотопы — это вещества с тем же самым зарядом, но с другой массой ядра. Как известно, это полностью подтверждено последующими работами Астона.

Теперь мы подошли к вопросу, с которым связано имя Нильса Бора: «Как расположены электроны во внешней части атома?» Я считаю первоначальную квантовую теорию спектра, выдвинутую Бором, одной из наиболее революционных из всех когда-либо созданных в науке; и я не знаю другой теории, которая имела бы больший успех. Он был в то время в Манчестере и, твердо уверовав в ядерную структуру атома, которая выяснилась в экспериментах по рассеянию, старался понять, как надо расположить электроны, чтобы получить известные спектры атомов. Основа его успеха лежит во внесении в теорию совершенно новых идей. Он внес в наши представления идею кванта действия, а также идею, чуждую классической физике, о том, что электрон может вращаться по орбите вокруг ядра, не испуская излучения. Выдвигая теорию ядерного строения атома,

я вполне отдавал себе отчет в том, что согласно классической теории электроны должны падать на ядро, а Бор постулировал, что по некоторым неизвестным причинам этого не происходит, и на основе этого предположения он, как вы знаете, сумел объяснить происхождение спектров. Применяя вполне разумные допущения, он шаг за шагом решил вопрос о расположении электронов во всех атомах периодической таблицы. Здесь было много трудностей, так как распределение должно было соответствовать оптическим и рентгеновским спектрам элементов, но в конце концов Бор сумел предложить такое расположение электронов, которое показало смысл периодического закона.

В результате дальнейших усовершенствований, главным образом внесенных самим Бором, и видоизменений, произведенных Гейзенбергом, Шредингером и Дираком, изменилась вся математическая теория и были введены идеи волновой механики. Совершенно независимо от этих дальнейших усовершенствований я рассматриваю труды Бора как величайший триумф человеческой мысли.

Чтобы осознать значение его работ, следует рассмотреть хотя бы только необычайную сложность спектров элементов и представить себе, что в течение 10 лет все основные характеристики этих спектров были поняты и объяснены, так что теперь теория оптических спектров настолько завершена, что многие считают это исчерпанным вопросом, подобно тому как это было несколько лет назад со звуком.

Теперь мы должны перейти к рассмотрению последующих идей о структуре самого ядра. В 1919 г. я показал, что при бомбардировке α-частицами легкие элементы могут разрушаться с испусканием протона, т. е. ядра водорода. Поэтому мы предположили, что протон должен быть одной из структурных единиц, из которых состоят ядра других атомов, а теоретики старались объяснить свойства ядра комбинациями протонов и отрицательных электронов. Однако очень трудно объединить медленный и тяжеловесный протон с легким и подвижным электроном в таком ограниченном пространстве, как ядро, и, когда Чадвик открыл существование незаряженной частицы — нейтрона, этот вопрос нашел, по-видимому, свое теоретическое решение. Тогда стало возможным предположить, что ядра всех атомов состоят из комбинации протонов и нейтронов, так что, например, кислород с зарядом 8 и массой 16 обладает 8 протонами и 8 нейтронами. Это была очень простая идея, значение которой состояло в том, что составляющие ядро частицы обладали одинаковой массой. Однако встал вопрос, как объяснить тот факт, что отрицательный электрон часто вылетает из ядра при радиоактивных превращениях и что положительный электрон проявляется при некоторых искусственных превращениях? В ответ на это теоретики предположили, что в ограниченном пространстве ядра, где силы взаимодействия между частицами огромны, протоны превращаются в нейтроны, и наоборот. Например, если нейтрон теряет отрицательный электрон, он переходит в протон, а если протон теряет положительный электрон, он становится нейтроном, так что в первом случае может ис-

пускаться отрицательная частица, а во втором — положительная. Электроны и позитроны не существуют в свободном состоянии в ядре, они связаны с нейтроном или протоном в зависимости от обстоятельств и могут высвобождаться лишь при определенных условиях, когда происходят большие изменения энергии внутри ядра.

Я попытался дать общую характеристику тех основных представлений, с которых мы начали исследование этой проблемы 40 лет назад, а также того пути, по которому эти представления развивались. Я старался также показать, что никто не делает внезапных открытий. Наука продвигается вперед шаг за шагом, и труд любого человека зависит от труда его предшественников. Если до вас дошел слух о внезапном, неожиданном открытии, как говорится, гром среди ясного неба, можете быть уверены, что оно созрело в результате влияния одних людей на других, и именно это взаимное влияние открывает необычайные возможности прогресса науки. Успех ученых зависит не от идей отдельного человека, а от объединенной мудрости многих тысяч людей, размышляющих над одной и той же проблемой, и каждый вносит свою небольшую лепту в великое здание знания, которое постепенно воздвигается.

П. Л. КАПИЦА

НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ РЕЗЕРФОРДА

МОИ ВОСПОМИНАНИЯ О РЕЗЕРФОРДЕ

НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ РЕЗЕРФОРДА

Эрнест Резерфорд создал основы современного учения о радиоактивности, первым понял, что это спонтанный распад атомов радиоактивных элементов, впервые произвел искусственное расщепление ядра (азота). Дальнейшее развитие этих работ привело к созданию современной ядерной энергетики, к осуществлению ядерных реакторов и созданию атомной бомбы. Резерфорд также первый, опираясь на экспериментальные результаты, выдвинул ядерную модель атома, которая явилась основой для создания современных представлений о строении вещества.

Резерфорд родился 30 августа 1871 г. в деревне Брайтуотер (Новая Зеландия) в семье мелкого фермера. Семья была большая, он был четвертым ребенком из двенадцати.

Резерфорд учился на стипендии и окончил небольшой университет в г. Крайстчерч. Склонность к научному творчеству проявилась у Резерфорда еще в университете, где в организованном студентами маленьком научном обществе он сделал доклад «Об эволюции материи». Содержащееся в докладе революционное для того времени утверждение, что все атомы состоят из одних и тех же составных частей, было встречено недоброжелательно, так как со времен Дальтона атом рассматривался как нечто незыблемое. Показательна смелость Резерфорда, высказавшего мысли, правильность которых была им доказана через 12 лет. В тот же период Резерфорд заинтересовался вопросами использования радиоволн для беспроволочного телеграфа, и в 1892 г. был одним из первых, доказавших возможность осуществления радиопередачи. За эту работу Резерфорд получил стипендию, на которую поехал в 1895 г. в Кавендишскую лабораторию при Кембриджском университете продолжать научную работу. До этого года в исследовательские лаборатории Кембриджа не зачислялись студенты, окончившие другие университеты. Резерфорд был одним из первых, кто воспользовался изменением этого порядка, предпринятым по инициативе проф. Дж. Дж. Томсона. Под его руководством Резерфорд изучает процессы ионизации газов. Они установили явление насыщения тока при ионизации. Эту работу, опубликованную в 1896 г., можно считать одной из основных по данному вопросу. В Кембридже Резерфорд начинает изучать только что открытое Беккерелем явление радиоактивности. Изучая радиоактивные вещества, Резерфорд первый нашел, что уран испускает два сорта лучей, разнящихся по своим способностям проникать через материю, и назвал их α- и β-лучами.

За выдающиеся работы, выполненные Резерфордом за три года пребывания в Кавендишской лаборатории, его приглашают руководить кафедрой физики в Монреале (Канада). Там Резерфорд продолжает изучать явление радиоактивности. И в дальнейшем все его крупные работы посвящены радиоактивности и строению атомного ядра. С самого начала в этих работах Резерфорд проявляет себя исследователем, для которого опытное изучение явления есть основа для его понимания. Постановка эксперимента и достигаемая точность измерений должны быть выбраны так, чтобы можно было разобраться в изучаемом явлении и понять его суть.

Прежде всего Резерфорд показал, что испускаемые радием α-частицы не являются обычными электронами. Резерфорд нашел экспериментальный метод определять массу α-частиц, чтобы установить, какому из существующих элементов она соответствует. Оказалось, что это масса гелия. Поставленный для выяснения этого эксперимент очень характерен для Резерфорда. Он поражает простотой тех средств, которыми Резерфорд пользовался, и тем, как прямо опыт вел к цели.

На рис. 1 изображен прибор для этих исследований. Простой электроскоп Q, сделанный из лепестков золотой фольги, помещен над 20 параллельно поставленными металлическими пластинками A. Зазор между пластинками только 1 *мм*, поэтому α-лучи, испускаемые положенной на дне радиоактивной солью B, проходили в камеру электроскопа параллельным пучком. Чтобы удалять эманацию и увеличить пробег α-лучей, через прибор пропускался водород.

Опыт показывает, что при наложении сильного магнитного поля от электромагнита, направленного параллельно плоскостям пластинок A, почти полностью прекращается ионизация в камере электроскопа. Таким простым способом Резерфорд показал, что α-лучи представляют собой быстро движущиеся заряженные частицы. Прикрывая со стороны электроскопа половину зазоров между пластинками, можно было показать, что при одном направлении магнитного поля ионизация прекращается при меньших силах поля, чем при другом направлении. Так было установлено направление отклонения α-лучей магнитным полем и показано, что знак заряда α-частиц положителен. Поочередно присоединяя пластинку A к противоположным полюсам батареи, Резерфорд создавал между ними электрическое поле, и ему удалось таким образом компенсировать отклонение α-лучей магнитным полем и восстановить ионизацию. Из этих данных он определил скорость α-лучей и показал также, что они представляют поток положительно заряженных атомов с большей массой, чем атомы водорода, и с точностью до 10% определил отношение их заряда к массе. Это отношение указывало на то, что α-частицы, по-видимому, соответствуют атомам гелия, дважды ионизованным.

В Канаде им была открыта эманация тория. Но еще более крупным вкладом Резерфорда в физику во время работы в Канаде была созданная им вместе с Ф. Содди теория радиоактивного распада, за которую в 1908 г.

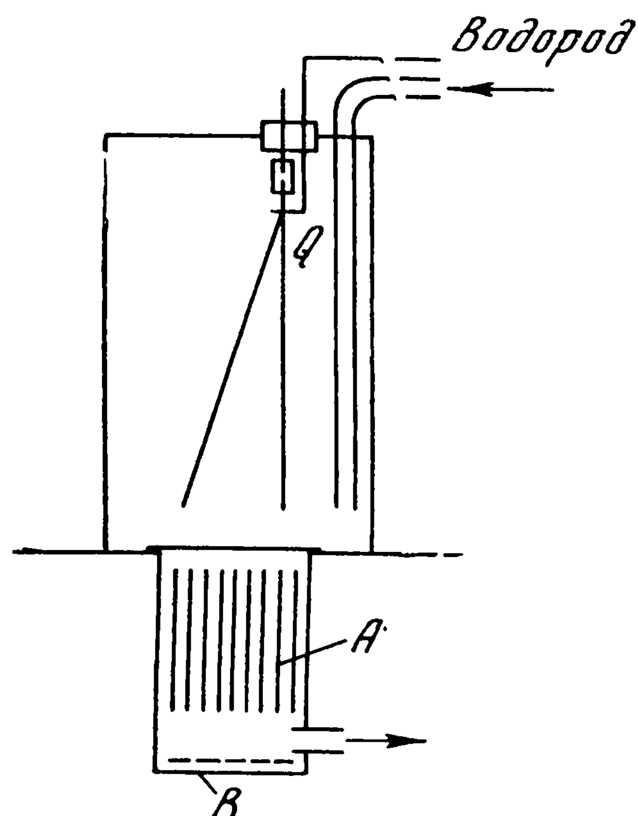


Рис. 1

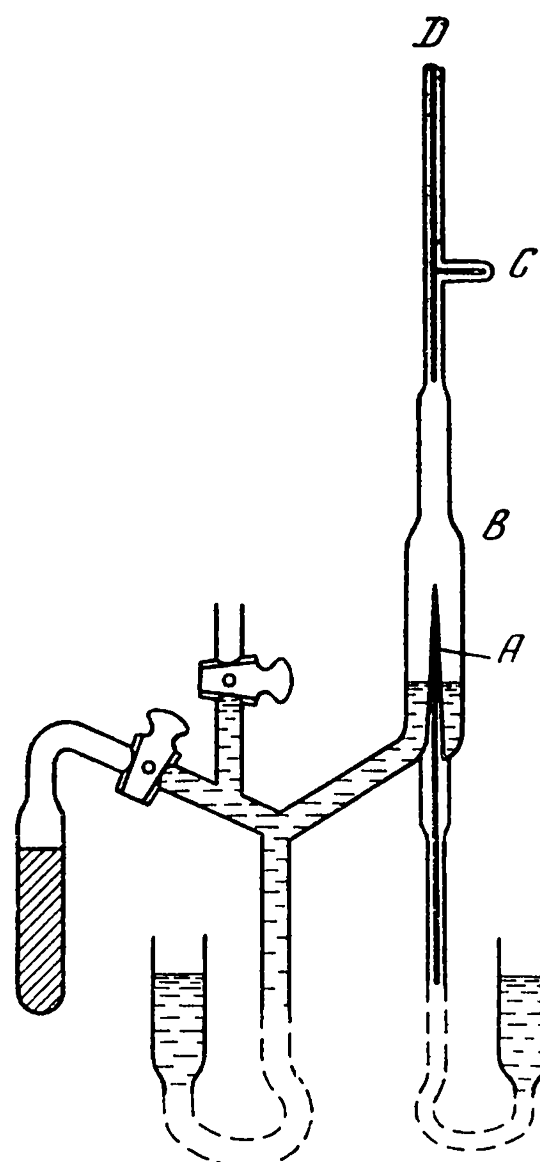


Рис. 2

Резерфорд получил Нобелевскую премию. Высказанные Резерфордом взгляды тогда были столь революционны, что даже очень крупные ученые их не разделяли. Так, например, Кельвин так и умер, не согласившись с тем, что радиоактивность есть распад атомов элементов, которые свято считались неразрушимыми.

Таким образом, было установлено не только то, что атомы элементов есть сложные структуры, состоящие из более элементарных частиц, но также, что при распаде ядер выделяется энергия. Так был открыт новый источник энергии, который является основным в космических процессах и который, как стало ясно тогда же, может стать для людей источником энергии, более мощным, чем химический, тепловой и другие уже используемые источники. В научной деятельности Резерфорда в Монреале проявилась еще одна характерная для Резерфорда черта — умение совместно работать и руководить коллективом ученых. Несмотря на то, что лаборатория в Монреале была скромная и Канада тогда была оторвана от других научных центров, все же к Резерфорду стали приезжать молодые ученые, вклад в науку которых теперь хорошо известен (Содди, Ган и другие).

В 1907 г. Резерфорд получает кафедру в университете в Манчестере (Англия). Это уже крупный и известный университет. В XIX в. там работали такие ученые, как Дальтон, Джоуль. Здесь Резерфорд располагает лучшими материальными возможностями, чем в Канаде, и также большими по тому времени запасами радия. Это дало ему возможность неоспоримо показать, что α-лучи есть действительно атомы гелия.

Прибор, примененный им для этих опытов, тоже чрезвычайно прост. Он изображен на рис. 2. В маленькую тонкостенную стеклянную трубочку A помещалась эманация радия. Толщина стенок этой трубки была только 0,01 *мм*, и быстрые α-лучи могли проходить через стекло, в то время как эманация была изолирована. Эта трубка помещалась в стеклянный сосуд B, оканчивающийся капиллярной разрядной трубочкой с электродами C и D. Посредством поднятия и опускания ртути в сосуде B в пространстве, окружающем трубочку, создавался вакуум. Трубочка с эманацией оставалась в приборе два дня, а потом газ, образованный проходящими α-частицами, сжимался поднятием ртути в разрядную трубку. При свечении трубки были видны желтые гелиевые линии, которые показывали присутствие гелия. Что этот гелий не продиффундировал из трубочки с эманацией, легко показывал контрольный опыт, при котором эта трубка наполнялась гелием. Тогда гелиевые линии не появлялись в спектре.

Резерфорда не удовлетворяло изучение α-лучей наблюдением ионизации от многих α-частиц, и он искал метод, посредством которого мог бы обнаружить отдельные α-частицы. Впервые такой метод был найден при наблюдении сцинтилляций (вспышек). Еще Крукс заметил, что под влиянием бомбардировки положительными лучами некоторые вещества светятся — люминесцируют. Было известно, что наиболее ярко светящееся вещество — цинковая обманка. Когда Резерфорд вместе с Гейгером поместил цинковую обманку под микроскоп и направил на нее пучок α-лучей, то вместо того, чтобы увидеть в поле зрения микроскопа ровный светящийся фон, они увидели отдельные вспыхивающие точки. Они заключили, что вспышки происходят в тех местах, где отдельные α-частицы ударяются о цинковую обманку. Таким путем по счету вспышек, производимых в цинковой обманке, можно было определить число испускаемых α-частиц. Другой способ обнаружения отдельных α-частиц, который открыт Резерфордом и теперь является одним из основных,— это метод счетчика. Он основан на явлении, открытом Таунсендом. Если в газе при пониженном давлении находится острие, то можно подобрать такой потенциал, при котором еще не возникает разряд. Если теперь в окружающем газе произвести даже самую слабую ионизацию хотя бы одной α-частицей, то сразу возникает разряд, который длится некоторый ограниченный промежуток времени (появляется импульс тока).

В 1908 г. Резерфорд и Гейгер построили первый счетчик, работающий на этом принципе. Он изображен на рис. 3. Вместо острия они взяли тонкую проволочку A, натянутую вдоль оси цилиндрического сосуда B. Между проволочкой и цилиндром прикладывается постоянное напряжение, близкое к критическому потенциалу. Через отверстие C, закрытое очень тонким слюдяным листком, могут проникать α-лучи, источник которых находится в сосуде D. Разрядные импульсы тока от проволочки A регистрировались струнным гальванометром. Таким образом, по количеству отбросов гальванометра можно было считать число отдельных α-частиц, попадающих через окно в камеру счетчика. Современный счетчик мало

отличается от описанного, только теперь струнный гальванометр заменен счетным устройством, работающим от электронного усилителя. Современное устройство весьма чувствительно, так что им можно регистрировать β-лучи и кванты γ-лучей. До сих пор это один из основных приборов ядерной физики.

После того как Резерфорд нашел способ считать α-частицы, он начал изучать рассеяние отдельных α-частиц при их столкновении с атомами. Из этих опытов он смог определить распределение электрического поля внутри атома. Опыты показали, что наблюдаемое рассеяние, при котором α-частицы полностью отражаются от атомов, возможно только тогда, когда

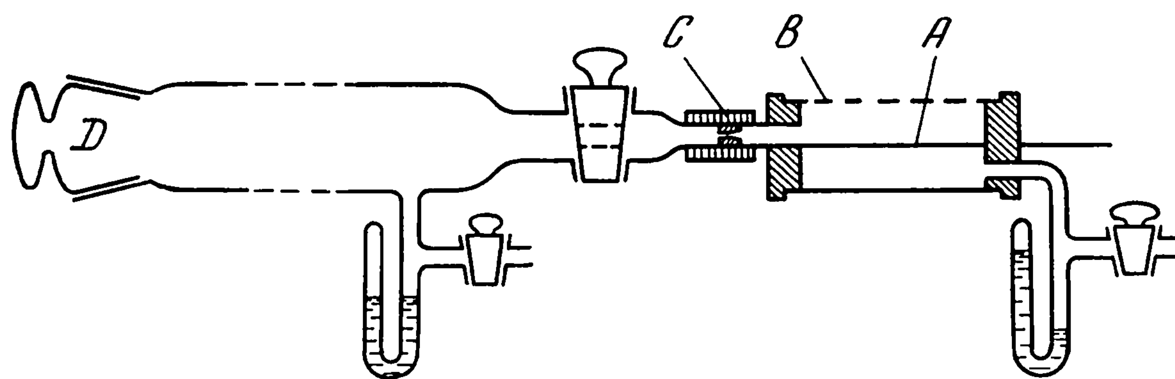


Рис. 3

положительный заряд распределен не по всему объему атома, а сосредоточен в центре. Этот центр Резерфордом был назван ядром, его размер можно было определить, и он оказался очень малым — от 10^{-12} до 10^{-13} *см* в диаметре. Исходя из этих опытов, Резерфорд в 1911 г. предложил модель атома как бы подобие Солнечной системы: в центре положительно заряженное ядро, в котором сосредоточивается вся масса атома, и оно окружено отрицательными электронами, движущимися по замкнутым орбитам. Эта модель атома была воспринята с большим скептицизмом, так как противоречила основным принципам классической электродинамики, поскольку такая система движущихся зарядов должна была непрерывно излучать энергию и поэтому не могла быть устойчивой. Но в 1913 г. положение резко изменилось, когда модель, предложенная Резерфордом, легла в основу созданной Нильсом Бором квантовой теории излучения атома и его спектра. Теперь эта структура атома общепринята и является той основой, на которой развивается вся современная атомная физика.

В последние годы своего пребывания в Манчестере Резерфорд ставит опыт, в котором показывает, что, кроме спонтанного, возможно еще искусственное разложение вещества, происходящее, в частности, при столкновении быстрых α-частиц с ядрами атомов азота. В этих работах, в которых была открыта искусственная дезинтеграция вещества, особенно ярко проявилась исключительная наблюдательность Резерфорда и его умение выявить самое важное при изучении явления. Исследователи, наблюдавшие сцинтилляции, давно заметили, что часто из бомбардируемого вещества вылетают частицы с очень большой длиной пробега, гораздо большей, чем пробег бомбардирующих α-частиц. Этот факт часто отмечался,

и, хотя он, казалось, противоречил закону сохранения энергии, никто не придавал ему большого значения. Резерфорд понял фундаментальный характер этого противоречия с основным законом природы и стал искать его объяснение. Он показал, что появление длинных пробегов происходит под влиянием бомбардировки α-лучами атомов азота, всегда присутствующих в воздухе. Он объяснил это явление тем, что атомы азота распадаются с выделением быстрых ядер водорода (протонов), а тем самым объяснил причину наблюдавшихся сцинтилляций. Простота эксперимента, доказывающая природу этого фундаментального явления, характерна для Резерфорда.

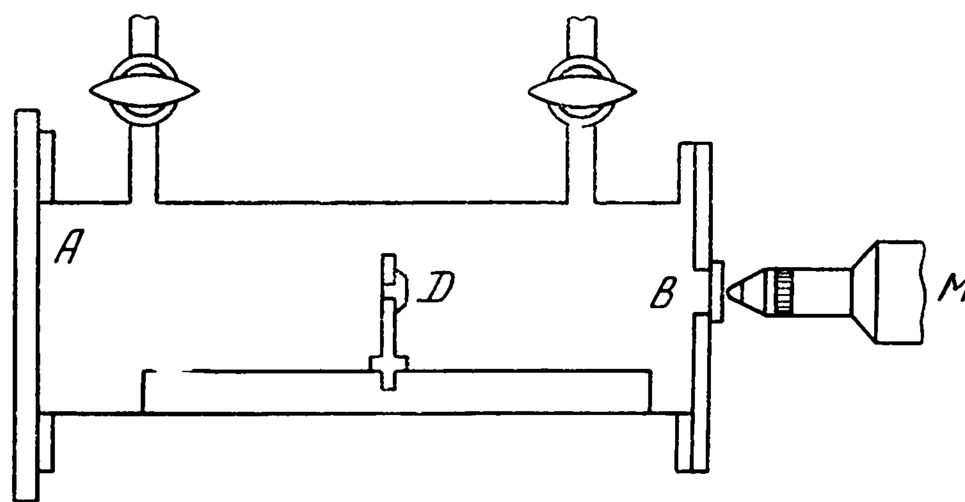


Рис. 4

Прибор изображен на рис. 4. Герметическую камеру A через два крана можно заполнить изучаемым газом при различных давлениях; D — источник α-лучей; B — экран, на котором наблюдают сцинтилляции с помощью микроскопа M. Экран со стороны источника α-лучей покрыт серебряной пластинкой, которая поглощает значительную часть их энергии, и этим уменьшается пробег. Наполняя камеру A азотом, Резерфорд наблюдал, что при некотором давлении, хотя большинство сцинтилляций и пропадает, все же некоторое количество вспышек на экране остается. Это происходит тогда, когда α-лучи, испускаемые радиоактивным источником, расходуют всю энергию на ионизацию воздуха и не доходят до экрана. Но оставшиеся сцинтилляции указывали на присутствие каких-то частиц с пробегом, намного бóльшим пробега первичных α-частиц. Если вместо азота взять другой газ, например углекислоту или кислород, то такие остаточные сцинтилляции не появляются. Единственное объяснение в том, что они появляются из азота. Так как пробег этих частиц больше, чем первичных, то они могут появляться только в результате разложения ядра атома азота.

Так было доказано разложение ядра азота. Это принципиально решало старинную проблему превращения одних элементов в другие, и в одной из своих лекций Резерфорд назвал открытую этой работой новую область знания «современной алхимией».

В 1919 г. по возрасту уходит в отставку учитель Резерфорда Дж. Дж.

Томсон, и освобождается его кафедра в Кембриджском университете и место директора наиболее известной тогда в мире Кавендишской лаборатории. Первым это место, наиболее почетное в Англии, занимал Максвелл, потом Рэлей. Резерфорд избирается на эту должность и занимает ее до конца своей жизни.

В Кавендишской лаборатории, как в Монреале и Манчестере, Резерфорд продолжал создавать большую школу физиков, работающих в области радиоактивности и атомного ядра. Когда Резерфорд был еще совсем молодым и работал в Канаде, к нему уже съезжались работать ученые со всех концов света. Когда же он переехал в Манчестер, его окружила целая плеяда учеников; среди них были Бор, Гейгер, Марсден, Мозли, Дарвин, Чадвик, Робертсон и другие. Из его учеников кембриджского периода можно назвать Кокрофта, Олифанта, Блэкетта, Чадвика, Эллиса, Гендерсона, Капицу и других. Ученый с глубоким творческим мышлением, с большой интуицией, Резерфорд видел в науке больше проблем, чем мог заниматься сам. Привлекая такое количество талантливой молодежи, Резерфорд не мог не быть большим учителем. Его научный энтузиазм и любознательность передавались его ученикам. Он был щедрым учителем и часто говорил: «Ученики заставляют меня оставаться молодым». Ряд крупнейших научных открытий был сделан учениками Резерфорда, когда они работали с ним. Так, в 1932 г. Чадвик открыл нейтрон, в том же году Кокрофт и Уолтон первые произвели искусственное разложение атома лития под воздействием протонов, ускоренных обычным путем. Эти работы были отмечены Нобелевскими премиями.

Интересно отметить, что Резерфорд предвидел возможность существования в природе нейтронов. В одном из своих докладов, за много лет до открытия нейтрона, он точно описал физические свойства этих элементарных частиц; он указывал, что такие нейтральные частицы будут очень слабо взаимодействовать с материей и потому свободно будут проникать через твердое тело. Резерфорд сам пытался обнаружить нейтроны. Когда же в его лаборатории это удалось сделать его ученику Чадвику, он искренне этому радовался. Его щедрость и доброжелательство делали его любимым руководителем молодежи.

Резерфорд был выше среднего роста, плотный, глаза голубые, лицо выразительное, обычно веселое. Он был подвижен, голос имел громкий, говорил с хорошей дикцией. Здоровье у него было хорошее, он редко болел. Умер он неожиданно 19 октября 1937 г. от неудачной операции ущемленной грыжи. Похоронен в Вестминстерском аббатстве, недалеко от могил Ньютона, Дарвина, Фарадея, Кельвина.

Еще при жизни научные достижения Резерфорда получили мировое признание: он был почетным членом почти всех академий мира, награжден большим количеством медалей. В 1931 г. был возведен в лорды и награжден Орденом за Заслуги — наивысшим орденом в Англии, который дается только 24 наиболее выдающимся гражданам страны за их достижения в области науки и литературы, а также за общественные и военные заслуги.

МОИ ВОСПОМИНАНИЯ О РЕЗЕРФОРДЕ *

Передо мной стоит очень трудная задача, хотя, казалось бы, говорить о научных достижениях такого великого ученого, как Эрнест Резерфорд, легко и просто. Ведь чем крупнее достижения ученого, тем короче и точнее можно их описать. Резерфорд создал современное учение о радиоактивности, первым поняв, что это — спонтанный распад атомов радиоактивных элементов, он первый произвел искусственное разложение ядра и, наконец, первый определил планетарную структуру атомов. Каждого из этих достижений вполне достаточно, чтобы человека признать великим физиком. Теперь же эти достижения и их фундаментальное значение хорошо известны не только студенту, но и школьнику. Все мы также знаем те необычайно простые и красивые классические эксперименты, которыми Резерфорд так убедительно делал свои открытия. Приезжать из Советского Союза, чтобы рассказывать членам Королевского общества обо всем этом, вряд ли было бы целесообразно.

Общеизвестно, что из учения о радиоактивности сейчас возникла самостоятельная наука, которая названа ядерной физикой. Эта наука сейчас непрерывно развивается, и из всех работ, печатающихся по всем областям физики, одна пятая часть относится к ядерным явлениям. В наши дни продолжают очень быстро развиваться как ядерная энергетика, так и использование искусственной радиоактивности в науке и технике. Все эти области поглощают основную часть расходуемых на науку средств, которые, как известно, теперь достигают сумм в миллиарды фунтов стерлингов, долларов и рублей. Все это за 30 лет родилось из той скромной области физики, которую тогда называли радиоактивностью и отцом которой справедливо считают Резерфорда.

Проследить, как произошло это развитие ядерной физики из идей Резерфорда и его школы, очень интересно и поучительно, но я уверен, что такие члены Королевского общества, как его президент профессор Блэкетт, сэр Джеймс Чадвик, сэр Джон Кокрофт, сэр Чарлз Эллис и сэр Марк Олифант, вышедшие из школы Резерфорда и сделавшие в этой области фундаментальные открытия и работы, конечно, могли бы с бо́льшим основанием, чем я, говорить об этих вопросах.

Единственно, что я могу сделать и чем могу удовлетворить интерес членов Королевского общества,— это рассказать о самом Резерфорде,

---

* **Речь,** произнесенная в Лондонском Королевском обществе 17 мая 1966 г.

каким я его воспринимал за время моего пребывания в Кавендишской лаборатории, рассказать, как он работал, как он воспитывал нас, молодых ученых, и как происходило его общение с научным миром.

Итак, передо мной стоит задача нарисовать портрет крупного ученого и большого человека, хотя это дело художника пера и ученому не следует браться за него. Если я все же решился это сделать, то главным образом по следующим причинам. Я приехал в Англию, в Кавендишскую лабораторию, никому неизвестным молодым человеком и там за 13 лет вырос в ученого. Эти годы моей работы были наиболее счастливыми, и в том, чего мне удалось добиться, я чувствую себя обязанным неизменной заботе и вниманию, которые мне оказывал Резерфорд не только как учитель, но и как замечательно добрый и чуткий человек, которого я полюбил и с которым у меня с годами возникла большая дружба. Выступить сейчас перед вами со своими воспоминаниями — это единственный способ, которым я могу выразить свою благодарность этому большому и замечательному человеку.

Хорошо известно, что Резерфорд был не только большой ученый, но и большой учитель. Я не могу припомнить другого ученого, современника Резерфорда, в лаборатории которого воспитывалось бы столько крупных физиков. История науки показывает, что крупный ученый — это не обязательно большой человек, но крупный учитель не может не быть большим человеком. Поэтому моя задача становится еще более трудной: мне нужно будет дать вам портрет не только ученого, но и человека. Я постараюсь нарисовать портрет Резерфорда по возможности более живым и буду иллюстрировать рассказ эпизодами, которые врезались в мою память; их много, но я выбрал те из них, которые характеризуют какую-нибудь отдельную черту Резерфорда. Я надеюсь, что это поможет вам создать в вашем воображении из этих фрагментов образ Резерфорда.

Я начну свои воспоминания с небольшого эпизода, имевшего место в 30-е годы в Кавендишской лаборатории. В Кембридже происходил конгресс в память столетия со дня рождения Максвелла — первого директора Кавендишской лаборатории, где после него директорами были Рэлей, Дж. Дж. Томсон и, наконец, Резерфорд — четыре великих физика конца прошлого и начала этого столетия.

После торжественного заседания, где выступали ученики Максвелла, делившиеся с нами воспоминаниями, Резерфорд спросил меня, как мне понравились доклады. Я ответил: «Доклады были очень интересны, но меня поразило, что все говорили о Максвелле только исключительно хорошее и представили его как бы в виде сахарного экстракта. А мне хотелось бы видеть Максвелла настоящим живым человеком, со всеми его человеческими чертами и недостатками, которые, конечно, есть у человека, как бы гениален он ни был».

Резерфорд рассмеялся и сказал, что поручает мне после его смерти рассказать будущему поколению о том, каким он сам был в действительности. Резерфорд говорил это полушутя, и я тоже смеялся.

Теперь, когда мне хочется выполнить этот завет, то, начиная рисовать себе образ Резерфорда, чтобы представить его перед вами, я вижу, что время поглотило все мелкие человеческие недостатки и передо мной встает великий человек поразительного ума и высоких душевных качеств. Теперь я хорошо понимаю учеников Максвелла, которые выступали тогда в Кембридже.

О Резерфорде-ученом уже много говорилось и писалось. Общепризнанно, что простота, ясность мышления, большая интуиция и большой темперамент — основные черты его творческой личности. Изучая работы Резерфорда и наблюдая, как он работает, приходишь к выводу, что все же главная черта его мышления — это большая независимость и, следовательно, смелость.

Основной путь, по которому развиваются естественные науки, заключается в том, что при экспериментальном изучении явлений природы мы непрерывно проверяем, согласуются ли наши наблюдения с нашими теоретическими представлениями. Движение вперед нашего познания природы происходит тогда, когда между теорией и опытом возникают противоречия. Эти противоречия дают ключ к более широкому пониманию природы, они заставляют нас развивать нашу теорию. Чем крупнее эти противоречия, тем фундаментальнее перестройка тех законов, которыми мы объясняем процессы, происходящие в природе, и на основании которых используем природу для нашего культурного развития. В науке, как и в истории, определенный этап развития требует своего гения. Определенный период развития требует людей соответствующего склада мышления.

В истории развития физики, как и в любой экспериментальной науке, наиболее интересны как раз те моменты, когда приходится пересматривать фундаментальные научные концепции, и для этого неизменно ученым требуется не только ум и интуиция, но и смелое воображение.

Как иллюстрацию приведу два хорошо известных примера из истории развития физики, которые произвели на меня наибольшее впечатление. Первый пример — это создание Франклином учения об электричестве. В основу этого учения Франклин положил представление о том, что электричество имеет материальную основу; оно как бы пропитывает металл и может проникать через его сплошную среду. Нам известно, что такое представление в корне противоречило представлению того времени о сплошном характере материи, но оно было принято, поскольку давало механизм, полностью объясняющий явления электростатики, известные в то время. Теперь мы знаем, что оно полностью оправдалось, когда Дж. Дж. Томсон уже 150 лет спустя открыл электрон. Но вот что самое удивительное во всей этой истории: как могло случиться, что Франклин, раньше никогда не занимавшийся физикой, живя на отлете, в небольшом городе Америки, вдали от центров мировой науки, будучи уже человеком зрелого возраста, за несколько лет работы смог верно направить развитие целой научной дисциплины? И это произошло в середине XVIII в., когда наука развивалась на уровне таких ученых, как Ньютон, Гюйгенс, Эйлер.

Как же мог Франклин достичь результатов, которые оказались недоступными для профессиональных ученых?

Другой аналогичный случай, когда пришлось пересмотреть на основе опыта фундаментальные представления, тоже хорошо известен. Это учение Фарадея об электрическом поле. Трудно найти более революционную и неожиданную идею, чем выдвинутую Фарадеем, по которой электродинамические процессы должны объясняться явлениями, происходящими в окружающем проводник пространстве. Но я привожу этот пример опять же потому, что Фарадей был ученым, не имевшим систематического научного образования, которое в те времена было на высоком уровне даже у среднего ученого Англии.

Я привел эти два хорошо известных примера для того, чтобы показать, что в науке, на определенном этапе развития новых фундаментальных представлений, эрудиция не является той основной чертой, которая позволяет ученому решать задачу, тут главное — воображение, конкретное мышление и в основном смелость. Острое логическое мышление, которое обычно свойственно математикам, при постулировании новых основ скорее мешает, поскольку оно сковывает воображение.

Умение ученого решать такого рода крупные научные проблемы, при этом не выявляя четкого логического построения, обычно называют интуицией. Возможно, что существует такой процесс мышления, происходящий в нашем подсознании, но пока его закономерности нам неизвестны, и, если я не ошибаюсь, даже Фрейд, изучавший подсознательные процессы, этой проблемой не занимался. Но если этот мощный процесс творческого мышления называть интуицией, то, конечно, Франклин и Фарадей им полностью владели. Несомненно, владел им и Резерфорд. Поэтому его часто называли Фарадеем наших дней.

Когда в самом начале нашего столетия Резерфорд начал заниматься радиоактивностью, то опыты уже явно выявили противоречия фундаментальнейшему закону природы — закону сохранения энергии.

Объяснение радиоактивности, впервые данное Резерфордом, как распад до того незыблемой материи, сразу дало ключ к пониманию этих явлений и направило по верному пути дальнейшие изыскания.

То же произошло при создании им планетарной модели атома. Эта модель в корне противоречила классической электродинамике, так как при таком орбитальном движении электронов они должны были непрерывно терять свою кинетическую энергию путем излучения. Но эксперимент по рассеянию α-частиц, сделанный учеником Резерфорда Марсденом (1910 г.), однозначно указал на существование тяжелого ядра в центре атома. Резерфорд так ясно себе представлял все происходящее во время столкновения частиц, что для него противоречие даже с фундаментальными законами электродинамики не послужило препятствием для установления планетарной модели атома. Уже несколько позже, в 1913 г., Бор на основании развивающихся тогда представлений о квантовой структуре света блестяще развил теорию строения атома, которая не только дала

полное согласование с планетарной моделью Резерфорда, но и количественно объяснила структуру спектров, излучаемых атомом.

Своеобразный характер мышления Резерфорда легко можно было видеть, беседуя с ним на научные темы. Он любил, когда ему рассказывали об опытах, но, чтобы он слушал с интересом (а по его выразительному лицу сразу было видно, слушает он с интересом или скучает), надо было говорить только об основных фактах и идеях, не вдаваясь в технические подробности, которые Резерфорда не интересовали. Когда мне приходилось приносить ему для утверждения чертежи импульсного генератора большой мощности для получения сильных магнитных полей, то он из вежливости клал перед собой синьку, не обращая внимания на то, что она лежала перед ним вверх ногами, и говорил: «Этот чертеж меня не интересует, вы просто укажите те принципы, на которых эта машина работает». Основную идею эксперимента он схватывал очень быстро, с полуслова. Это меня поражало, особенно в первые годы моего пребывания в Кембридже, когда я говорил еще настолько плохо по-английски, что не мог ясно рассказать о своих идеях и опытах, и, несмотря на это, Резерфорд быстро схватывал идею и давал всегда очень интересную оценку.

Резерфорд охотно рассказывал о своих опытах, любил показывать свои установки и эксперименты. Он любил сопровождать рассказ рисунками, для этого у него в жилетном кармане всегда было несколько маленьких огрызков карандаша. Он держал карандаш по-особому, мне всегда казалось — очень неудобным образом, как-то концами трех пальцев. Чертил он слегка дрожащей рукой, рисунок был прост, состоял из небольшого числа штрихов, сделанных с большим нажимом. Довольно часто острие карандаша ломалось, тогда вынимался из кармана другой огрызок.

Многие физики, особенно теоретики, любят научные споры; процесс спора для них — способ мышления. Я никогда не слышал, чтобы Резерфорд спорил. Он высказывал свое мнение очень коротко и с предельной ясностью и конкретностью; если ему возражали, то он с интересом выслушивал возражения, но на этом дискуссия и кончалась.

Я очень любил лекции Резерфорда, я прослушал курс физики, который он читал студентам как кавендишский профессор. Я мало что нового узнал из этого курса для себя, так как физику к тому времени знал уже неплохо, но подход Резерфорда к физике меня научил многому. Резерфорд читал с большим увлечением, математикой он почти не пользовался, явления обычно описывал диаграммами и сопровождал лекцию четкими, но скупыми жестами, из которых было видно, как конкретно и образно он мыслит. Но интересным для меня в его лекциях было то, что он нередко менял тему. По плану он должен был читать об одном, но потом, по аналогии, его мысль переходила на другое явление, обычно связанное с каким-либо новым опытом, сделанным в области радиоактивности, и он с увлечением начинал рассказывать о том, что его сейчас занимало. При этом хуже всего приходилось его ассистенту: ему Резерфорд неожиданно предлагал сделать демонстрацию, которая не входила в первоначальный план лекции.

В Кембридже я слушал также факультативный курс лекций Дж. Дж. Томсона для студентов; он говорил о прохождении электричества через газ. Интересно было видеть, как совершенно иначе подходит к восприятию природы этот большой ученый. Если мысль Резерфорда была ближе к индуктивной, то у Томсона мысль, несомненно, была дедуктивной. Мне кажется, что при воспитании молодых ученых им исключительно полезно слушать лекции по общим курсам, которые непременно должен читать большой ученый; они научатся тому, чего ни в одной книге найти не смогут,— оригинальному подходу к пониманию явлений природы.

В связи с этим мне вспоминается беседа с Горайсом Лэмбом, в которой он рассказал мне, как он слушал лекции Максвелла. Он говорил, что Максвелл не был блестящим лектором, он обычно приходил на лекции без записок и при выводе формул на доске часто ошибался и сбивался. Вот по тому, как Максвелл искал и поправлял свои ошибки, Лэмб научился большему, чем из любой прочитанной им книги. Самым ценным в лекциях Максвелла для Лэмба были его ошибки. Несомненно, ошибки гениального человека так же поучительны, как и его достижения.

Когда я был в Кембридже, Резерфорд уже сам не экспериментировал, он ставил свои опыты преимущественно с Чадвиком и Эллисом, но всегда принимал в них активное участие. Построение прибора технически осуществлял его лаборант, тогда это был Кроу, с которым он обращался довольно сурово. Но я наблюдал, как он сам, несмотря на легкое дрожание рук, довольно ловко обращался с тонкостенными стеклянными трубочками, наполненными эманацией радия.

Хотя опыты Резерфорда вам всем хорошо известны, я не могу все же не сказать несколько слов о них. Конечно, самое привлекательное в них — это ясность в постановке задачи, простота и прямолинейность методического подхода к ее решению. Мой долголетний опыт как экспериментатора показал, что лучший способ правильно оценить ученого, как начинающего, так и полностью развившегося,— это по его естественному стремлению и умению при постановке опыта искать простое решение. К Резерфорду полностью применимо замечательное изречение неизвестного автора: «La simplicité c'est la plus grande sagesse» [1]. Мне хочется также вспомнить удивительно правильное и глубокое высказывание украинского философа Григория Сковороды. Он был крестьянского происхождения и жил во второй половине XVIII в. Он писал очень интересно, но, по всей вероятности, в Англии он неизвестен. Так вот, он примерно сказал следующее: «Мы должны быть благодарны богу, что он создал мир так, что все простое правда, а все сложное неправда».

Все наиболее красивые и простые опыты Резерфорда сводились к изучению законов рассеяния при ядерных столкновениях. Методика наблюдения сцинтилляций и счетчики были разработаны им совместно с Гейгером в 1908 г. Прошло более полустолетия, и этот метод вместе с камерой

[1] Простота — вот самая большая мудрость (*франц.*).

Вильсона, созданной в то же время, остаются основными методами для изучения ядра и ядерных процессов. Теперь только прибавляют оптические и резонансные методы определения ядерных моментов, но по существу вся ядерная физика не располагает бо́льшими методическими возможностями, чем те, которые были использованы во времена Резерфорда и которые в основном все были найдены им и его сотрудниками. Современное развитие ядерной физики происходит не в результате возникновения новых методических возможностей изучения ядерных процессов, а благодаря возможности изучения столкновения ядер большего количества различных элементов. Эти столкновения изучаются теперь при больших энергиях, главным образом благодаря построению мощных ускорителей. Но и в наши дни ключом к познанию ядра атома остается метод, фундаментальное значение которого впервые было понято Резерфордом,— это изучение процессов соударения ядер. Как говорил Резерфорд: «Smash the atom» [1].

Но изучение ядерных процессов при столкновении таит в себе по сей день одну большую слабость — это необходимость статистического метода обработки результатов. Хорошо известно, что нужна большая осторожность, чтобы при ограниченном числе статистических данных вывести из них общую закономерность. Кто-то, говоря о применении статистики, както сказал: «Существует три вида лжи: ложь, наглая ложь и статистика». Правда, это было сказано о статистике общественных процессов, но до известной степени это может относиться к применению статистики в физике. Ни в одной области физики не было сделано столько грубейших ошибок и ложных открытий, как при обработке статистических данных, полученных в результате ядерных столкновений. До сих пор почти ежегодно продолжают происходить открытия новых частиц элементов и резонансных уровней, которые потом оказываются ошибочными.

Резерфорд хорошо знал, какая опасность таится в необъективности интерпретации экспериментальных данных, имеющих статистический характер, когда ученому хочется получить желаемый результат. Обработку статистических данных он проводил очень осторожно; интересен метод, который он применял. Счет сцинтилляций проводили обычно студенты, которые не знали, в чем заключался опыт. Кривые по полученным точкам проводили люди, которые не знали, что должно было получиться. Насколько мне помнится, Резерфорд и его ученики не сделали ни одного ошибочного открытия, в то время как их было немало в других лабораториях. В мое время особо строгим судьей и очень критическим при обработке статистических результатов Резерфорд считал Чадвика.

Я не работал совместно с Резерфордом, поэтому не видел его работающим в лаборатории. Но я знаю, что до конца жизни он неизменно уделял много времени и сил своей научной работе. Пожалуй, не меньше внимания и сил он отдавал руководству молодежью, которая тогда работала в Ка-

---

[1] Расшибить атом (*англ.*).

вендишской лаборатории. Детальное руководство работами он обычно передавал одному из своих старших сотрудников, большей частью это был Чадвик, но он всегда сам интересовался как выбором научной тематики, так и методическим подходом к решению поставленных задач. Пока работающий не начинал получать конкретных результатов, он мало обращал внимания на работу. Мелочной опекой он не занимался. Он часто приходил к нам в лабораторию на короткое время и неизменно делал замечания вроде: «Что вы тут все время топчетесь на одном месте, когда же будут результаты?» Когда я только начал работать в Кавендишской лаборатории, такие замечания на меня производили очень сильное впечатление, в особенности потому, что они делались громовым голосом и с суровым выражением лица. Впоследствии я убедился, что это были просто автоматические высказывания; Резерфорд делал их, видимо, по привычке. Возможно, он унаследовал эту привычку от новозеландских фермеров, которые, приходя на поля, считали необходимым парой «добрых» слов подбодрить работающих на полях батраков. Что это было действительно так, меня убедил следующий случай, уже происшедший после нескольких лет работы в Кавендишской лаборатории. Как-то надо было пробить капитальную стену, и проложить проводку для какого-то эксперимента. Работа была срочная, но случилось так, что в то время была забастовка строительных рабочих и найти каменщика было исключительно трудно. Наконец это удалось. Он взялся сделать работу, но через некоторое время пришел и заявил, что отказывается здесь дальше работать. Когда его спросили почему, то он ответил, что мимо него раза два проходил джентльмен и оба раза спрашивал его, когда же он возьмется за дело по-настоящему и закончит работу. Эти замечания его сильно обидели. Когда его спросили, кто же был этот джентльмен, то по описанию с несомненностью выяснилось, что это был Резерфорд. Когда Резерфорда упрекнули и обратили его внимание на то, что в такое время надо деликатно обращаться со строительными рабочими, к нашему изумлению, Резерфорд отрицал, что он вообще что-либо говорил каменщику. Очевидно, когда он понукал нас за безделье в лаборатории, он это тоже делал автоматически, бессознательно. Это был у него условный рефлекс.

Самое замечательное качество Резерфорда как учителя было его умение направить работу, поддержать начинание ученого, правильно оценить полученные результаты. Самое большее, что он ценил в учениках,— это самостоятельность мышления, инициативу, индивидуальность. При этом надо сказать, что Резерфорд применял все возможное для того, чтобы выявить в человеке его индивидуальность. Я помню, еще в начале моей работы в Кембридже я как-то сказал Резерфорду: «У нас работает X, он работает над безнадежной идеей и напрасно тратит время, приборы и прочее».— «Я знаю,— ответил Резерфорд,— что он работает над безнадежной проблемой, но зато это проблема его собственная, и если работа у него и не выйдет, то она научит его самостоятельно мыслить и приведет к другой проблеме, которая уже будет иметь экспериментальное решение». Так оно

потом и оказалось. Он многим готов был пожертвовать, чтобы только воспитать в человеке независимость и оригинальность мышления, и, если они проявлялись, он окружал его заботой и поощрял его работу.

Как пример умения Резерфорда верно направлять работу своих учеников приведу историю большого открытия, сделанного Мозли. Ее мне рассказывал Резерфорд. В 1912 г. Мозли работал у Резерфорда в Манчестере. Это был очень молодой человек, но Резерфорд мне говорил о нем как о своем лучшем ученике. Мозли сразу же сделал небольшую, но хорошую работу, после чего пришел к Резерфорду и рассказал о трех возможных темах работ, которые он хотел бы делать. Одна из них была как раз та классическая работа, которая сделала имя Мозли всемирно известным: установление зависимости длины волны линии рентгеновских лучей атома от положения его в периодической системе. Резерфорд отметил, что считает эту тему самой важной, и посоветовал Мозли приняться именно за нее. Резерфорд не ошибся — работа оказалась исключительно важной, но Резерфорд всегда отмечал, что идея принадлежала Мозли.

Резерфорд всегда заботился о том, чтобы все, что у человека было своего, было отмечено. Сам он это делал всегда в своих лекциях и работах. Если кто-нибудь при опубликовании своей работы забывал оговорить, что данная идея, собственно, не его, Резерфорд сразу же обращал на это внимание автора.

Резерфорд считал, что начинающему ученому не следует давать технически трудную работу. Для начинающего работника, даже если он и талантлив, нужен успех, не то может произойти необоснованное разочарование в своих силах. Если у ученика есть успех, то надо его справедливо оценить и отметить.

Как-то в одном из откровенных разговоров Резерфорд мне сказал, что самое главное для учителя — научиться не завидовать успехам своих учеников, а это с годами становится нелегко! Эта глубокая истина произвела на меня большое впечатление. Главным свойством учителя должна быть щедрость. Несомненно, Резерфорд умел быть щедрым, это, по-видимому, главный секрет того, что из его лаборатории вышло столько крупных ученых, в его лаборатории всегда было свободно и хорошо работать, была хорошая деловая атмосфера.

Резерфорд прекрасно понимал значение, которое для него самого имели ученики. Для него дело было не только в том, что молодежь всегда поднимает производительность научной работы в лаборатории. Он говорил: «Ученики заставляют меня самого оставаться молодым». В этом глубокая истина, так как ученики не позволяют учителю отставать от жизни, отрицать все новое, что рождается в науке. Как часто мы наблюдаем, что ученые, старея, становятся в оппозицию к новым теориям, недооценивают значение новых направлений в науке. Между тем Резерфорд с легкостью и доброжелательством воспринимал такие новые идеи в физике, как волновая и квантовая механика, к которым в то время ряд крупных ученых его поколения относились необоснованно скептически. Это обычно случается как

раз с теми из ученых-одиночек, у кого нет близких учеников, которыми надо руководить и которых надо двигать вперед.

Резерфорд был очень общителен и любил беседовать с приезжими учеными, которых было много. Его отношение к чужой работе обычно было внимательным. В беседе Резерфорд легко оживлялся, любил шутки, при этом легко смеялся. Смех его был искренний, громкий и заразительный. Лицо его было очень выразительно — сразу было видно, в каком расположении духа он находится, озабочен ли он чем-нибудь. Его хорошее настроение выражалось в том, что он добродушно подсмеивался над собеседником: чем больше он подсмеивался, тем больше он был расположен к человеку. Так он шутил в разговоре с Бором, так он говорил и с Ланжевеном, которых особенно любил. В его веселых замечаниях, сказанных самым добродушным образом, часто таилось большее, чем шутка. Помню, как он привел ко мне в лабораторию Милликена и сказал: «Позвольте вас представить Милликену, вы, несомненно, знаете, кто он. Покажите ему установку для получения сильных магнитных полей и расскажите о своих опытах, но вряд ли он будет слушать вас, он сам начнет рассказывать о своих опытах». Потом последовал смех, который значительно менее громко поддержал сам Милликен. После этого Резерфорд нас покинул, и я скоро убедился, что его пророчество оказалось правильным.

Я не буду описывать, как делал Резерфорд научные доклады, мне они всегда очень нравились как по содержанию, так и по форме. Резерфорд придавал большое значение форме доклада и, по-видимому, тщательно к нему готовился. Он меня учил, как надо докладывать в Королевском обществе, и одно из его наставлений я помню до сих пор. «Поменьше показывайте диапозитивов,— говорил он.— Когда темно в зале, слушатели, пользуясь этим, покидают лекцию».

Резерфорда интересовали не только узконаучные вопросы, но и многое в окружающем его мире. Он читал и географические, и исторические книги и любил рассказывать о прочитанном. Все он воспринимал с большим темпераментом, всегда извлекая сущность. Впоследствии, когда я стал членом колледжа и когда я провожал Резерфорда домой после воскресного обеда, мы часто дискутировали с ним на политические темы.

В первый день, когда я начал работать в Кавендишской лаборатории, он неожиданно заявил мне, что не допустит, чтобы я занимался коммунистической пропагандой у него в лаборатории. Для меня тогда такое заявление было полной неожиданностью, оно меня и удивило, и поразило, и обидело. Несомненно, оно было следствием тогдашней острой политической борьбы и связанной с ней пропаганды. До приезда в Англию, в России, я был так далек от того, что происходило в Европе, так увлекался своей научной работой, что существовавшая тогда глубокая политическая рознь была мне непонятна. Впоследствии, завершив свою первую научную работу, я преподнес Резерфорду оттиск и сделал на нем надпись, что эта работа — доказательство того, что я пришел к нему работать, а не заниматься коммунистической пропагандой. Он сильно рассердился и вернул

мне оттиск. Я это предвидел, и у меня был заготовлен другой оттиск с весьма подобающей надписью, который я и передал ему. По-видимому, Резерфорд оценил мою дальновидность, и инцидент был исчерпан. Для него была характерна быстрая вспыльчивость, но так же быстро он и отходил.

Впоследствии мы много раз беседовали с Резерфордом на политические темы, в особенности нас всех волновал нарастающий фашизм в Европе. Резерфорд был оптимистом и считал, что все обойдется. Но мы знаем, что так не случилось.

У Резерфорда, как и у большинства людей, занимающихся наукой, были прогрессивные взгляды.

Дважды мне пришлось вовлекать Резерфорда в некоторую политическую активность. Первый раз это было в связи с Ланжевеном. Резерфорд в молодости работал с Ланжевеном в Кавендишской лаборатории в одной комнате, и они с самого начала были очень дружны. Конечно, невозможно было не дружить с человеком такого блестящего ума и исключительных душевных качеств, каким был Ланжевен. В Париже мои друзья, ученики Ланжевена, с возмущением говорили мне, что Ланжевена, несомненно самого крупного физика Франции, не выбирают во Французскую академию из-за его левых убеждений, поскольку он открыто принимал участие в левых организациях, был основателем Лиги прав человека, боролся с антисемитизмом во время процесса Дрейфуса и пр. Я рассказал Резерфорду о трудности положения Ланжевена во Франции и спросил его, выбирают ли в Англии ученых с такими левыми взглядами, как у Ланжевена, в иностранные члены Королевского общества. Резерфорд сперва сказал что-то непонятное, потом он стал говорить, какой действительно хороший человек Ланжевен, потом вспомнил, что во время войны Ланжевен очень активно наладил придуманную им ультраакустическую связь в воде через Ла-Манш. На этом разговор и кончился. В ближайшие выборы — в 1928 г. — Ланжевен был выбран иностранным членом Королевского общества, и это было на много лет раньше, чем его избрали во Французскую академию.

Второй случай был в первые годы гитлеризма. Положение таких крупных ученых-физиков, как Штерн, Франк, Борн, и ряда других нас сильно беспокоило в условиях распространяющегося активного антисемитизма. Тогда в Кембридж приезжал ко мне Сцилард, и перед нами встал вопрос, как извлечь этих людей из Германии так, чтобы их отъезд не вызвал подозрений. Я обратился к Резерфорду, и он охотно нам помог, лично послав этим ученым приглашение приехать в Кембридж прочесть лекции.

Самые разнообразные люди интересовали Резерфорда, но особенно любил он людей, которые проявляли индивидуальность. Когда Резерфорд стал президентом Королевского общества, ему часто приходилось ездить на званые обеды и сидеть рядом с крупными общественными, финансовыми и государственными деятелями. Он любил потом рассказывать о беседах с ними и давать им характеристики.

Несомненно, понимание и интерес к людям и доброжелательное отношение к ним чувствовали сами окружающие его люди, поэтому другой раз его чересчур прямолинейные высказывания, которые в обществе принято называть нетактичными, полностью компенсировались его добродушием и доброжелательством.

Конечно, правильная оценка людей и понимание их были результатом того, что Резерфорд был тонкий психолог, люди его интересовали, и он хорошо в них разбирался. Его характеристики людей были очень откровенны и прямолинейны. Как и в науке, его описание человека было всегда кратко и очень точно. Неизменно я убеждался, что оно правильно. Возможно, его подход к людям был тоже подсознательным процессом и мог бы быть назван интуицией.

Понимание психологии людей и интерес к ним Резерфорда мне бы хотелось обосновать двумя эпизодами. В Кембридже был небольшой, но передовой театр, в котором как раз шла пьеса Чехова «Дядя Ваня». Оказывается, Резерфорд пошел на спектакль и был им потрясен. Как и во всех произведениях, Чехов решает психологическую проблему, и не простую, но усложненную тем, что все действующие лица — глубоко интеллектуальные люди, и поэтому их восприятие мира очень усложненно. В этой пьесе известный профессор гуманитарных наук после отставки приезжает в поместье жены. Дядя Ваня управляет имением и отдает этому всего себя, стараясь обеспечить достаточно средств профессору. Дядя Ваня убеждается в том, что профессор — дутая знаменитость, схоласт и педант. На фоне сложной психологической ситуации дядя Ваня стреляет в профессора, но промахивается. Мне помнится, с какой живостью, простотой и ясностью Резерфорд рассказывал мне ситуацию, его симпатии были целиком на стороне дяди Вани. То, что Резерфорда это увлекало, показывает, что он любил разбираться в психологии людей.

Большое впечатление на меня произвел следующий случай, в котором проявилось умение Резерфорда обращаться с людьми. Я думаю, что прошло достаточно времени и я могу рассказать о случае, который касается очень известного в то время физика — Пауля Эренфеста. Эренфест родился в Австрии, на какой-то экскурсии в горах познакомился с русской женщиной, ученой, последовал за ней в Россию и женился на ней. Там он сделал ряд крупных работ, главным образом по термодинамике, получивших мировое признание. Он получает затем приглашение Лейденского университета занять кафедру физики, которую только что по возрастному цензу освободил великий Лоренц, создатель электронной теории металлов и один из основоположников теории относительности. В Лейдене Эренфест и его дом сделались одним из центров мировой теоретической физики. Основным качеством Эренфеста был необычайно четкий критический ум. Он был не только удивительным учителем молодежи, которая льнула к нему, его критика считалась очень глубокой, и физики-теоретики, сделавшие крупную работу, неизменно ездили к Эренфесту, чтобы изложить ее. Эренфест всегда замечал малейшее противоречие или ошибку. Надо

сказать, что Эренфест критиковал очень охотно, делал это с большим темпераментом и даже резко, но всегда очень доброжелательно. Критика эта была настолько серьезна и плодотворна, что к нему ездили Эйнштейн и Бор. Несмотря на разницу лет, я дружил с Эренфестом, был частым гостем его исключительно милой, гостеприимной семьи и не раз бывал свидетелем его научных бесед.

Исключительно критический ум, по-видимому, сковывал его воображение, и ему самому не удавалось делать работы, которые он мог бы считать крупными. Я не знал тогда, что со своей повышенной нервозностью Эренфест сильно переживал, что не может в своем творчестве подняться до уровня друзей, которых он критиковал. Узнал я об этих переживаниях в начале 1933 г., когда получил от него длинное письмо, в котором он мне подробно описывает свое тяжелое душевное состояние и никчемность работы и считает, что ему дольше жить не следует. Единственно, что, по его мнению, могло бы его спасти,— это покинуть Лейден и уехать подальше от своих друзей. Он просит меня, не могу ли я помочь ему устроиться в какой-либо небольшой университет в Канаде и попросить об этом Резерфорда, у которого, несомненно, в Канаде большие связи. Я, конечно, был очень взволнован, мы все любили Эренфеста и все знали, что его влияние как учителя и критика на развитие современной физики было громадно. Я перевел письмо с немецкого на английский язык и пришел к Резерфорду, который был лично мало знаком с Эренфестом. Я передал письмо и сказал, что очень боюсь за судьбу Эренфеста, так как письмо, несомненно, показывает его душевную неуравновешенность; она может быть и временна, но надо сделать все возможное, чтобы помочь ему выйти из этого состояния душевной депрессии. Резерфорд сказал, чтобы я не волновался, что он все берет на себя. Я не знаю, что написал Резерфорд Эренфесту, но только через некоторое время я получил совсем счастливое письмо от Эренфеста; он писал, что Резерфорд объяснил ему, какую роль он играет в физике, и, конечно, ему не надо ехать в Канаду. Из всей этой истории видно, как умело Резерфорд справлялся с очень сложными психологическими ситуациями, наверное, даже лучше, чем психиатр.

К концу 1933 г. состояние депрессии, по-видимому, вернулось, и 25 сентября Эренфест прекратил свою жизнь.

Мне вспоминается еще один, уже веселый случай, характерный для отношения Резерфорда к ребятам.

Как-то Резерфорд позвал меня к себе в кабинет, и я застал его читающим письмо и грохочущим своим открытым и заразительным смехом. Оказывается, письмо было от учеников какой-то украинской средней школы. Они сообщали, что организовали физический кружок и собираются продолжать его фундаментальные работы по изучению ядра атома, просят его стать почетным членом и прислать оттиски его научных трудов. При описании достижений Резерфорда и его открытий, сделанных в области ядерной физики, вместо физического термина они воспользовались физиологическими. Таким образом, структура атома в описании учеников полу-

чила свойства живого организма, что и вызвало смех Резерфорда. Я объяснил Резерфорду, как могло произойти это искажение. По-видимому, школьники сами делали перевод письма и при этом пользовались словарем, а в русском языке в отличие от английского слово «ядро» имеет два смысла. Резерфорд сказал, что он так и предполагал, и ответил ребятам письмом, в котором благодарит за высокую честь избрания и посылает оттиски своих работ.

В заключение мне хотелось бы остановиться на вопросе, обсуждение которого я несколько раз встречал в литературе. Предвидел ли Резерфорд те громадные практические последствия, к которым приведет научное открытие и изучение радиоактивности? Громадный запас энергии, который скрыт в материи, был осознан физиками уже давно, это шло параллельно с развитием теории относительности. Вопрос, который тогда не имел еще решения: удастся ли когда-либо найти способ реализовать эти громадные запасы энергии? Известно, что возможности получения энергии за счет ядерных процессов становились все более реальными по мере понимания сущности радиоактивных процессов. Главное, неясен был вопрос: удастся ли технически осуществить эти энергетические процессы? Мне помнится, когда я говорил об этом с Резерфордом, он не проявлял к этому вопросу особого интереса. С самого начала моего знакомства с Резерфордом я обратил внимание на то, что у него не было никакого интереса к технике и техническим проблемам, и даже, казалось, было какое-то к ним предубеждение, поскольку работа в области прикладных наук связана с денежными интересами.

Я, будучи инженером по образованию, естественно, всегда интересовался техническими задачами. Ко мне не раз обращались за советами и с просьбой принять участие в решении технических задач в промышленности. Когда я советовался по этому поводу с Резерфордом, то он неизменно говорил мне: «Богу и Маммоне служить одновременно нельзя»,— и, конечно, это было правильно. Как-то он мне подробно и без одобрения рассказывал про судьбу Пупина, способного молодого физика, ставшего коммерсантом. Пупин был несколько старше Резерфорда и до него работал в Кавендишской лаборатории.

Поэтому я считаю, что суждения Резерфорда о практических последствиях ядерной физики не имели ценности. Эти вопросы лежали вне круга его интересов и вкусов.

Мне помнится еще такой разговор с Резерфордом за обедом в Тринити колледж. Не помню, по какому поводу — под влиянием ли книги Ломброзо «Гений и помешательство», или по другой причине,— я развивал взгляд, что всякий крупный ученый должен быть до некоторой степени сумасшедшим. Резерфорд услыхал этот разговор и спросил меня: «По вашему мнению, Капица, я тоже сумасшедший?»—«Да, профессор».—«А как вы это докажете?» — спросил он. «Очень просто,— ответил я.— Вы помните, несколько дней назад вы сказали мне вскользь, что получили письмо из США, в котором крупная американская фирма (не помню сейчас какая,

по-видимому, это была «Дженерал электрик») предлагала вам построить в Америке колоссальную лабораторию и при этом предлагала платить сказочное жалованье. Вы только рассмеялись на это предложение, и серьезно его не стали рассматривать. Так вот, с точки зрения нормального человека, вы поступили, как сумасшедший». Резерфорд рассмеялся и сказал, что, по всей вероятности, я прав. ...

Для меня смерть Резерфорда была не только потерей учителя и друга. Для меня, как и для ряда ученых, эти годы были также концом целой эпохи в науке.

По-видимому, к этим годам надо отнести начало того периода в истории человеческой культуры, который сейчас общепринято называть научно-технической революцией. Один из главных факторов этой революции — это использование человечеством ядерной энергии. Мы все хорошо знаем, что последствия этой революции могут быть очень страшны,— она может уничтожить человечество. В 1921 г. Резерфорд предупреждал меня, чтобы я не вздумал заниматься коммунистической пропагандой, теперь же оказывается, что в это же время в Кавендишской лаборатории он сам со своими учениками заложил основу научно-технической революции.

ТРУДЫ ЭРНЕСТА РЕЗЕРФОРДА
БИБЛИОГРАФИЯ

Сочинения, имеющие одно название, но опубликованные в различных изданиях (в полном или сокращенном виде, рефераты, переводы на другие языки), в данной библиографии объединяются под одним номером, заглавие не повторяется, за исключением случаев, когда оно несколько изменено или переведено на другой язык На первое место поставлена самая ранняя из таких публикаций, и по ней определяется место всей группы в общем хронологическом порядке номеров. Все названия изданий (журналов, книг) приводятся полностью. Звездочкой отмечены работы, вошедшие в настоящее издание.

Библиография составлена Ю. Х. Копелевич.

1*. *Magnetization of iron by high-frequency discharges.*— Trans. and. Proc. New Zealand Inst., Wellington, N. Z.—London, (1794) 1795, **27**, p. 481—513.
2. *Magnetic viscosity.*— Trans. and Proc. New Zealand Inst., Wellington, N. Z.— London, (1895) 1896, **28**, p. 182—204.
3. *A magnetic detector of electrical waves.*— Report of the Brit. Assoc. Advanc. Sci., London, 1896, p. 724.
4*. *A magnetic detector of electrical waves and some of its applications.*—Proc. Roy. Soc. London, 1896, ser. A, **60** (361), p. 184—186.
— Philos. Trans. Roy. Soc., London, 1897, ser. A, **189**, p. 1—24.
5. (Совм. с J. J. Thomson). *On the passage of electricity through gases exposed to Röntgen rays.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1896, **42**, p. 392—407.
6. *On the electrification of gases exposed to Röntgen rays, and the absorptio nof Röntgen radiation by gases and vapours.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1897, ser. 5, **43**, p. 241—255.
7. *The velocity and rate of recombination of the ions of gases exposed to Röntgen radiation.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1897, ser. 5, **44**, p. 422—440.
8. *The discharge of electrification by ultra-violet light.*— Proc. Cambridge Philos. Soc., Cambridge, 1898, 9, p. 401—416.
9*. *Uranium radiation and the electrical conduction produced by it.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1899, ser. 5, **47**, p. 109—163.
10. (Совм. с R. B. Owens). *Thorium and uranium radiation.*—Proc. and Trans. Roy. Soc. Canada, Montreal—Ottawa, 1899, **5**, sect. 3, p. 9—12.
11*. *A radioactive substance emitted from thorium compounds.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1900, ser. 5, 49, p. 1—14.
— На нем. яз.: *Über eine von Thoriumverbindungen emitierte radioaktive Substanz.*— Phys. Z., Leipzig, 1900, **1**, S. 347—348.
12*. *Radioactivity produced in substances by the action of thorium compounds.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1900, ser. 5, 49, p. 161—192.
13*. (Совм. с R. K. McClung). *Energy of Röntgen and Becquerel rays, and the energy required to produce an ion in gases.*— Proc. Roy. Soc. London, 1900, ser. A, **67**, (438), p. 245—250.
— Philos. Trans. Roy. Soc., London, 1901, ser. A, **196**, p. 25—59.
— На нем. яз.: *Über die Energie der Becquerel- und Röntgen-Strahlen und über die zur Erzeugung von Ionen in Gasen nöthige Energie.*— Phys. Z., Leipzig, 1900, **2**, S. 53—55.
14. *Einfluss der Temperatur auf die «Emanationen» radioaktiver Substanzen.*— Phys. Z., Leipzig, 1901, **2**, S. 429—431.
15*. (Совм. с H. T. Brooks). *The new gas from radium.*—Proc. and Trans. Roy. Soc., Canada, Montreal—Ottawa, 1901, **7**, sect. 3, p. 21—25.
16. *Discharge of electricity from glowing platinum.*— Proc. and Trans. Roy. Soc. Canada, 1901, **7**, sect. 3, p. 27—33.
17. *Dischange of electricity from glowing platinum and the velocity of the ions.*— Phys. Rev., J. Exper. and Theoret. Phys. Ithaca — N. Y., 1901, **13**, p. 312—344.
18. *Emanations from radioactive substances.*— Nature, 1901, **64**, p. 157—158.
19. *Dependence of the current through conducting gases on the direction of the electric field.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1901, ser. 6, **2**, p. 210—228.
20. *Transmission of excited radioactivity.*— Bull. Amer. Phys. Soc., 1901, **2**, p. 37—43.
— На нем. яз.: *Übertragung erregter Radioactivität.*— Phys. Z., Leipzig, 1902, **3**, S. 210—214.
21. *Wireless telegraphy.*— Canad. Engineer, Toronto, 1902, p. 190—192, 207—208.

22*. (Совм. с S. J. A l l e n). *Excited radioactivity and ionization of the atmosphere.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1902, ser. 6, **4**, p. 704—723.
— На нем. яз.: *Erregte Radioaktivität und in der Atmosphäre hervorgerufene Ionization.*— Phys. Z., 1902, **3**, S. 225—230.
23. *Versuche über erregte Radioaktivität.*— Phys. Z., 1902, **3**, S. 254—257.
24. (Совм. с F. S o d d y). *The radioactivity of thorium compounds. I. An investigation of the radioactive emanation. II. The cause and nature of radioactivity.*— J. Chem. Soc. Trans., London, 1902, **81**, p. 321—350, 837—860.
— Chem. News and. J. Industr. Sci., London, 1902, 85, p. 271—272, 282—285, 293—295, 304—308.
25*. *The existence of bodies smaller than atoms.*— Proc. and Trans. Roy. Soc., Canada, Montreal—Ottawa, 1902, 8, sect. 3, p. 79—86.
26*. (Совм. с A. G. G r i e r). *Deviable rays of radioactive substances.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1902, ser. 6, **4**, p. 315—330.
— На нем. яз.: *Magnetische Ablenkbarkeit der Strahlen von radioaktiven Substanzen.*— Phys. Z., Leipzig, 1902, **3**, S. 385—390.
27. *Penetrating rays from radioactive substances.*— Nature, 1902, 66, p. 318—319.
— На нем. яз.: *Sehr durchdringende Strahlen von radioaktiven Substanzen.*—Phys. Z., Leipzig, 1902, 3, S. 517—520.
28. (Совм. с H. T. B r o o k s). *Comparison of the radiations fromr adioactive substances.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1902, ser. 6, 4, p. 1—23.
29*. (Совм. с F. S o d d y). *The cause and nature of radioactivity. I, II.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1902, ser. 6, **4**, p. 370—396, 569—585.
— На нем. яз.: *Die Ursache und Natur der Radioaktivität, I, II.*— Z. phys. Chem. *Stöchiometrie und Verwandschaftslehre*, Leipzig, 1903, **42**, H. 1, S. 81—109; H. 2, S. 174—192. Phys. Z., Leipzig, 1903, **4**, S. 325
30. (Совм. с F. S o d d y). *On the condensation points of the thorium and radium emanations.*— Proc. Chem. Soc., London, 1902, p. 219.
31*. *Excited radioactivity and the method of its transmission.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1903, ser. 6, **5**, p. 95—117.
32*. *The magnetic and electric deviation of the easily absorbed rays from radium.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1903, ser. 6, **5**, p. 177—187.
— На нем. яз.: *Die magnetische und elektrische Ablenkung der leicht absorbierbaren Radiumstrahlen.*— Phys. Z., Leipzig, 1903, **4**, 235—240.
33. (Совм. с H. L. C o o k e). *Penetrating radiation from the earth's. surface.*— Phys. Rev., J. Exper. and Theoret. Phys., Ithaca—N. Y., 1903, **16**, p. 183.
34 *Radio-activity of ordinary materials.*— Nature, London, 1903, **67**, p. 511—512.
35. (Совм. с F. S o d d y). *The radioactivity of uranium.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1903, ser. 6, **5**, p. 441—445.
36*. (Совм. с F. S o d d y). *A comparative study of the radioactivity of radium and thorium.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1903, ser. 6, **5**, p. 445—458.
37. *Some remarks on radioactivity.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1903, ser. 6, **5**, p. 481—485.
38. (Совм. с F. S o d d y). *Condensation of the radioactive emanations.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1903, ser. 6, **5**, p. 561—576.
39*.(Совм. с F. S o d d y). *Radioactive change.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1903, ser. 6, **5**, p. 576—591.
40. *The amount of emanation and helium from radium.*— Nature, London, 1903, **68**, p. 366—367.
41*. (Совм. с H. T. B a r n e s). *Heating effect of the radium emanation.*—Nature, London, 1903, **68**, p. 622; 1904, **69**, p. 126.

— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1904, ser. 6, **7**, p. 202—219.
— Phys. Rev., J. Exper. and Theoret. Phys., Ithaca—N. Y., 1904, **18**, p. 118—119.
— Report of the Austral. Assoc. Advanc. Sci., Dunedin, 1904, **10**, p. 86—91.
42. *Radio-active processes.*— Proc. Phys. Soc., London, 1903, 18, p. 595—597.
— Nature, London, 1903, **68**, p. 163.
43. *Radioactivity.* London—N. Y., 1904—1905, 594 p.
— На нем. яз.: *Radioactivität* (unter Mitwirkung des Verfassers ergäntze autoιisierte deutsche Ausgabe). Berlin, 1907, 597 S.
44. *Desintegration of the radioactive elements.*— Harper's Monthly Mag. N. Y.—London, 1904, **108**, p. 279—284.
— На русск. яз.: *Распадение радиоактивных элементов.*— Физическое обозрение. Варшава, 1904, 5, стр. 202—213.
45. *Radioactivity of radium and its concentration.*— Nature, London, 1904, **69**, p. 222.
46. *Nature of the gamma rays from radium.*— Nature, London, 1904, **69**, p. 436—437.
47*. *The succession of changes in radioactive bodies.*—Proc. Roy. Soc., London, 1904, ser. A, **73** (495), p. 493—496.
— Philos. Trans. Roy. Soc., London, 1904, ser. A, **204**, p. 169—219.
48*. *Slow transformation products of radium.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1904, ser. 6, 8, p. 636—650.
49. (Совм. с H. T. B a r n e s). *Heating effect of the gamma rays from radium.*— Nature, London, 1904, **71**, p. 151—152.
—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and. J. Sci., 1905, ser. 6, 9, p. 621—628.
50. *Der Unterschied zwischen radioaktiver und chemischer Verwandlung.*— Jahrb. Radioaktivität und Elektronik, Leipzig, 1904, **1**, S. 103—127.
— На русск. яз.: *Разница между радиоактивными и химическими превращениями.*— Физическое обозрение, Варшава, 1905, 6, стр. 20—40.
51*. *The radiation and emanation of radium.*— Scient. Amer. Suppl., N. Y., 1904, 58, p. 24073—24074, 24086—24088.
Technics, July, 1904, p. 11 —16.
52. *Does the radioactivity depend upon its concentration?* — Phys. Rev., J. Exper. and Theoret. Phys., Ithaca—N. Y., 1904, **18**, p. 117—118.
53. *Present problems of radioactivity.*—Popular Sci. Monthly, N. Y., 1905, **67**, p. 5—34.
— Congr. Arts and Sci. Universal exposition (St. Louis, 1904), Boston, 1906, **4**, p. 157—186.
— На франц. яз.: *Les problèmes actuelles de la radioactivité.*— Bibliothèque Universelle. Arch. sci. Phys. et natur., Gèneve, 1905, **19**, p. 31—59, 125—150.
54*. *Radium the cause of the earth's heat.*— Harper's Monthly Mag., N. Y.— London, 1905, p. 390—396.
55. *Charge carried by the α-rays from radium.*— Nature, London, 1905, **71**, p. 413—414.
56. *Positive charge of α-rays.*—Factory Menag. and Maintenance (Electrical Rev.), N. Y., 1905, **46**, p. 490.
57. *Note* (*on the radioactivity of weak radium solutions*).— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1905, ser. 6, **9**, p. 711—712.
58. *Anmerkung* (*zur Abhandl. A—S. Eve, Die Eigenschaften geringer Radiummengen*).— Phys. Z., Leipzig, 1905, 6, S. 269.
59. (Совм. с B. B. B o l t w o o d). *The relative proportion of radium and uranium in radioactive minerals.*— Amer. J. Sci., New Haven, 1905, ser. 4, **20**, p. 55—56; 1906, ser. 4, **22**, p. 1—3.
— Под загл.: *Proportion of radium and uranium in minerals.*— Chem. News and J. Industr. Sci., London, 1905, **92**, p. 38—39.
60*. *Some properties of the α-rays from radium.*—Proc. and Trans. Roy. Soc. Canada, Montreal—Ottawa, 1905, **11**, sect. 3, p. 3—16.
— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1905, ser. 6, **10**, p. 163—176; 1906, ser. 6, **11**, p. 166—176.

— Phys. Rev., J. Exper. and Theoret. phys. N. Y. — London, 1906, **22**, 123—125.
— На нем. яз.: *Über einige Eigenschaften der α-Strahlen des Radium.*— Phys. Z., Leipzig, 1906, **7**, S. 137—143.

61*. *Charge carried by the α- and β-rays of radium.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1905, ser. 6, **10**, p. 193—208.

62. *Slow transformation products of radium.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1905, ser. 6, **10**, p. 290—306.
— International Electrical Congress (St. Louis, 1904), N. Y., 1905, **1**, p. 285—301.
— Amer. J. Sci., New Haven, 1905, ser. 4, **20**, p. 321—322.
— Nature, London, 1905, **71**, p. 341—342.
— На франц. яз.: *Produits de transformation lente du radium.*— Radium, Paris, 1905, **2**, p. 355—361.

63. *Radioactive transformations.*— N. Y., 1906, 287 p.
— На нем. яз.: *Radioaktive Umwandlungen.* Braunschweig, 1907, 285 S.

64. *Magnetic and electric deflection of the α-rays of radium.*— Phys. Rev., J. Exper. and Theoret. phys., N. Y.—London, 1906, **22**, p. 122—123.

65. *The retardation of the velocity of the α-particles in passing through matter.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1906, ser. 6, **11**, p. 553—554.

66*. *Retardation of the α-particle from radium in passing through matter.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and. J. Sci., 1906, ser. 6, **12**, p. 134—146.

67. *Distribution of the intensity of the radiation from radioactive sources.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and. J. Sci., 1906, ser. 6, **12**, p. 152—158.
— На франц. яз.: *Distribution de l'intencité du rayonnement des sources radioactives.*— Radium, Paris, 1906, **3**, p. 257—260.

68. *Absorption of radioactive emanations by charcoal.*— Nature, London, 1906, **74**, p. 634.

69. *The recent radium controversy.*— Nature, London, 1906, **74**, p. 634—635.

70*. *The mass and velocity of the α-particles expelled from radium and actinium.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1906, ser. 6, **12**, p. 348—371.
— На нем. яз.: *Über Masse und Geschwindigkeit des von Radium and Aktinium ausgesandten α-Teilchens.*— Jahrb. Radioativität und Elektronik, Leipzig, 1907, **4**, S. 1—6.

71. (Совм. с O. H a h n). *Mass of the α-particles from thorium.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1906, ser. 6, **12**, p. 371—378.

72. *Production of radium from actinium.*— Nature, London, 1907, **75**, p. 270—271.

73*. *The velocity and energy of the α-particles from radioactive substances.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1907, ser. 6, **13**, p. 110—117.
— На франц. яз.: *Vitesse et énergie des particules α des substances radioactives.*—Radium, Paris, 1907, **4**, p. 84—87.

74. *The origin of radium.*— Nature, London, 1907, **76**, p. 126, 661.

75*. *The production and origin of radium.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1907, ser. 6, **14**, p. 733—749.
— Report... of the British Ass. Adv. Sci.— London, 1907, p. 456.
— Memoirs and Proc. Manchester Literary and Phil. Soc., Manchester, 1907—1908, **52**, p. 5—7.
— На нем. яз.: *Der Ursprung des Radiums.*— Jahrb. Radioakt. und Electronik, Leipzig, 1908, **5**, S. 153—166.

76. (Совм. с J. E. P e t a v e l). *The effect of high temperature on the activity of the products of radium.*— Report... of the Brit. Assoc. Advanc. Sci., London, 1907, p. 456—457.

77*. *Some cosmical aspects of radioactivity.*—J. Roy. Astron. Soc. Canada, Toronto, 1907, **1**, p. 145—165.

78. (Совм. с H. G e i g e r). *A method of counting the number of α-particles from radioactive matter.*— Mem. and. Proc. Manchester Literary and Philos. Soc., Manchester, 1907—1908, **52**, p. 1—3.

79*. (Совм. с. T. R o y d s). *Spectrum of the radium emanation.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. and. J. Sci., London, 1908, ser. 6, **16**, p. 313—317.

— Nature, London, 1908, **78**, p. 220—221.
— На франц. яз.: *Spectre de l'émanation du radium.*— Radium, Paris, 1908, **5**, p. 200—201.
80*. *Experiments with the radium emanation. I. The volume of the emanation.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1908, ser. 6, **16**, p. 300—312.
81*. (Совм. с. H. G e i g e r). *An electrical method of counting the number of α-particles from radioactive substances.*— Proc. Roy. Soc., London, 1908, ser. A, **81** (**546**), p. 141—161.
— На франц. яз.: *Une méthode électrique de numération des particules α- émises par les substances radioactives.*— Radium, Paris, 1908, **5**, p. 257—264.
— На нем. яз.: *Eine elektrische Methode, die von radioaktiven Substanzen ausgesandten α-Teilchen zu zählen.*— Phys. Z., Leipzig, 1909, **10**, S. 1—6.
82*. (Совм. с. H. G e i g e r). *The charge and nature of the α-particle.*—Proc. Roy. Soc., London, 1908, ser. A, **81** (546), p. 162—173.
— На франц. яз.: *La charge et la nature des particules α.* — Radium, Paris, 1908, **5**, p. 265—271.
— На нем яз.: *Die Ladung und Natur des α-Teilchens.*— Jahrb. Radioakt. und Elektronik, Leipzig, 1908, **5**, S. 408—423.
— Phys. Z., Leipzig, 1909, **10**, S. 42—46.
83. *The nature and charge of the α-particles from radioactive substances.*— Nature, London, 1908, **79**, p. 12—15.
84. (Совм. с R. R o y d s). *The action of the radium emanation upon water.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1908, ser. 6, **16**, p. 812—— 818.
85. *Some properties of the radium emanation.*— Mem. and Proc. Manchester Literary and Philos. Soc., Manchester, 1908—1909, **53**, Pt 1, p. 1—2.
86*. *Untersuchungen über die Radiumemanation.* I. *Volumen der Emanation.* II. *Die Umwandlungsgeschwindigkeit.*— Mitteilungen der Radium-Komission der Kaiserl. Akademie der Wissenschaften.— Sitzungsber. Kais. Akad. Wiss. Wien, Math.- naturwiss. Kl., Abt. IIa, 1908, **117**, S. 925—942; 1911, **120**, S. 303—312.
87. *Recent advances in radioactivity.*— Nature, London, 1908, **77**, p. 422—426.
— Chem. News, J. Industr. Sci., London, 1909, **99**, p. 171—174, 181—183.
— Под загл.: *Recent researches on radioactivity.*—Notices Proc. Roy. Inst. Gr. Brit., London (1908—1910), 1912, **19**, p. 27—38.
88. (Совм. с T. R o y d s). *Nature of the α-particle.*— Mem. and Proc. Manchester Literary and Philos. Soc., Manchester, 1908—1909, **53**. Pt 1, p. 1—3.
— Chem. News, J. Industr. Sci., London, 1909, **99**, p. 49.
89. *The boiling-point of the radium emanation.*—Nature, London, 1909, **79**, p. 457—458.
90*. (Совм. с T. R o y d s). *The nature of the α-particle from radioactive substances.* — London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1909, **17**, p. 281—287.
— На франц. яз.: *Nature des particules α des substances radioactives.*— Radium, Paris, 1909, **6**, p. 47—50.
— На нем. яз.: *Die Natur des aus radioaktiven Substanzen stammenden α-Teilchens.*— Jahrb. Radioakt. und Elektronik, Leipzig, 1909, **6**, S. 1—7.
91. (Совм. с Y. T u o m i k o s k i). *Differences in the decay of the radium emanation.*— Mem. and Proc. Manchester Literary and Philos. Soc., Manchester, 1909, **53**, p. 1—2.
92. *Condensation of the radium emanation.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1909, **17**, p 723—729.
93*. *Atomic theory and the determination of atomic magnitudes.*—Report... Brit. Assoc. Advanc. Sci., London, 1909, p. 373—385.
— Под загл.: *Opening address to section A of the British Association at Winnipeg, 1909.* — Nature, London, 1909, **81**, p. 257—263.
— На нем. яз.: *Die neueste Fortschritte der Atomistik* (*Eröfnungsrede der mathematischen und physikalischen Section der British Association*).— Phys. Z., Leipzig, 1909, **10**, S. 762—771.

— Под загл.: *Die Atomtheorie in der Physik* (*Rede des Präsidenten der mathematischen und physikalischen Section der British Association...*).— Naturwiss. Rundschau, Braunschweig, 1909, **24**, S. 481—485, 496—501.

— Под загл.: *Existieren die Atome, Molekeln und Elektronen?* — Die Umschau. Übersicht u. d. Fortschr. u. Beweg. a. d. Gesammt. d. Wiss. u. Techn., Frankfurt a. M., 1910, **14**, S. 341—344, 369—372.

94*. *The chemical nature of the α-particles from radioactive substances.* — Les Prix Nobel en 1908, Stockholm, 1909, p. 1—13.

95. *Action of the α-rays on glass.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1910, ser. 6, **19**, p. 192—194.

— Mem. and Proc. Manchester Literary and Philos. Soc., Manchester, 1909—1910, 54, Pt 1, p. 1.

— Phys. Z., Leipzig, 1909, **10**, S. 775—776.

96*. (Совм. с В. В. Boltwood). *Production of helium by radium.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1911, ser. **6**, **22**, p. 586—604.

— Mem. and Proc. Manchester Literary and Philos. Soc., Manchester, 1909—1910, 54, Pt. 1, p. 1—2.

— На франц. яз.: *Sur la production d'helium par le radium.*— Radium, Paris, 1911, 8, p. 381—388.

— На нем. яз.: *Die Erzeugung von Helium durch Radium.*— Sitzungsber. Kaiserl. Akad. Wiss. Wien, Math.- naturwiss. Kl., Abt. IIa, 1911, **120**, S. 313—336.

97. *Properties of polonium.*— Nature, London, 1910, **82**, p. 491—492.

98. *Theory of the luminosity produced in certain substances by α rays.*— Proc. Roy. Soc., London, 1910, ser, A, **83**, p. 561—571.

99. *Radium standards and nomenclature.*— Nature, London, 1910, **84**, p. 430—431.

100. (Совм. с Н. Geiger). *The number of α-particles emitted by uranium and thorium and by uranium minerals.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1910, ser. 6, **20**, p. 691—698.

101. (Совм. с Н. Geiger). *The probability variations in the distribution of α-particles.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1910, ser. 6, **20**, p. 698—704.

102. *Radio-activity of thorium.*—J. Röntgen Soc. for Study and Disc. of X-rays and Allied Phenomena in their Relation to Medicine, London, 1911, **7**, p. 23—30.

103*. *The scattering of α- and β- particles by matter and the structure of the atom.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1911, ser. 6, **21**, p. 669—688.

— Под загл.: *The scattering* of *α- and β-rays and the structure of the atom.*—Mem. and Proc. Manchester Literary and Philos. Soc., Manchester, 1911, 55, p. 18—20.

104. (Совм. с. Н. Geiger). *Transformation and nomenclature of the radioemanations.* — London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1911, **22**, 621—629.

105. *The transformation of radium.*— J. Soc. Chem. Industry, London, 1911, **30**, p. 659—662.

106. *Radiumnormalmasse und deren Verwendung bei radioaktiven Messungen.* Leipzig, 1911, 45 S.

107. *Radioactive substances and their radiation.*— London—Edinburgh, 1912, 699 p.

— На нем. яз.: *Radioaktive Substanzen und ihre Strahlungen* (Handb. der Radiologie, Bd. 2), Leipzig, 1913, 642 S.

108. (Совм. с J. Chadwick). *A balance method for comparison of quantities of radium and some of its applications.*— Proc. Phys. Soc., London, 1912, **24**, p. 141—151, 156—167.

— На франц. яз.: *Sur une méthode de compensation pour la comparaison de quantités de radium et sur quelques applications de cette méthode.*— Radium, Paris, 1912, 9, p. 195—200.

109. *The origin of β- and γ-rays from radioactive substances.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1912, ser. 6, **24**, p. 453—462.

— На франц. яз.: *Sur l'origine des rayons β et γ des substances radioactives.*— Radium, Paris, 1912, 9, p. 337—341.

110. (Совм. с. H. G e i g e r). *Photographic registration of α-particles.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1912, ser. 6, **24**, p. 618—623.
111. (Совм. с H. R o b i n s o n). *Wärmeentwicklung durch Radium und Radiumemanation.*— Sitzungsber. Kaiserl. Akad. Wiss. Wien, Math.-naturwiss. Kl., Abt. IIa, 1912, **121**, S. 1491—1516.
112. *On the energy of the groups of β-rays from radium.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1912, ser. 6, **24**, p. 893—894.
113. *A new international physical institute.*— Nature, London, 1913, **90**, p. 545—546.
114. (Совм. с H. R o b i n s o n). *Heating effect of radium and its emanation.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1913, ser. 6, **25**, p. 312—329.
115*. (Совм. с J. J o l y). *The age of pleochroic haloes.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1913, ser. 6, **25**, p. 644—657.
116. (Совм. с H. R i c h a r d s o n). *The analysis of the γ-rays from radium* B *and radium* C. — London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and. J. Sci., London, 1913, ser. 6, **25**, p. 722—734.
117. (Совм. с H. R i c h a r d s o n). *Analysis of the γ-rays from radium* D *and radium* E. — London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1913, ser. 6, **26**, p. 324—332.
118. (Совм. с E. N. da C. A n d r a d e). *The reflection of γ-rays from crystals.*— Nature, London, 1913, **92**, p. 267.
119. (Совм. с J. M. N u t t a l l). *Scattering of α-particles by gases.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1913, ser. 6, **26**, p. 702—712.
120. (Совм. с H. R o b i n s o n). *The analysis of the β-rays from radium* B *and radium* C. — London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., 1913, ser. 6, **26**, p. 717—729.
121. (Совм. с H. R o b i n s o n). *Über die Masse und Geschwindigkeit der von den radioaktiven Substanzen ausgesandten α-Teilchen.*—Sitzungsber. Kaiserl. Akad. Wiss. Wien, Math.- naturwiss. Kl., Abt. IIa, 1913, **122**, S. 1855—1884.
— Под загл.: *The mass and velocities of the α-particles from radioactive substances.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1914, ser. 6, **28**, p. 552—572.
122. *The British radium standard.*— Nature, London, 1913, **92**, p. 402—403.
123. (Совм. с H. R i c h a r d s o n). *Analysis of the γ-rays of the thorium and actinium products.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1913, ser. 6, **26**, p. 937—948.
124*. *The structure of the atom.*—Nature, London, 1913, **92**, p. 423.
—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1914, ser. 6, **27**, p. 488— 498.
— Scientia, Bologna, 1914, **16**, p. 337—351.
125. *Discussion on the structure of atoms and molecules.*— Report... Brit. Assoc. Advanc. Sci., 1914, p. 233—234, 301.
126. (Совм. с E. N. da C. A n d r a d e). *The wave-length of the soft γ-rays from radium* B.— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1914, ser. 6, **27**, 854—868.
127. (Совм. с E. N. da C. A n d r a d e). *The spectrum of the penetrating γ-rays from radium* B *and radium* C.— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1914, ser. 6, **28**, p. 263—273.
128. (Совм. с H. R o b i n s o n, W. F. R a w l i n s o n). *Spectrum of the β-rays excited by γ-rays.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1914, ser. 6, **28**, p. 281—286.
129. *The connexion between the β- and γ-ray spectra.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1914, ser. 6, **28**, p. 305—319.
130. *Radium constants on the international standard.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1914, ser. 6, **28**, p. 320—327.
131. *Origin on the spectra given by β- and γ-rays of radium.*— Mem. and Proc. Manchester Literary and Philos. Soc., Manchester, 1915, **59**, p. 17—19.
132. *Radiations from exploding atoms.*— Nature, London, 1915, **95**, p. 494—498.

133. (Совм. с J. Barnes, H. Richardson). *Maximum frequency of the X-rays from a coolidge tube for different voltages.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1915, ser. 6, **30**, p. 339—360.
134. (Совм. с J. Barnes). *Efficiency of the production of X-rays from a coolidge tube.* — London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1915, ser. 6, **30**, p. 361—367.
135. (Совм. с A. B. Wood). *Long-range α-particles from thorium.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1916, ser. 6, **31**, p. 379—386.
136. *X-ray spectra of the elements.*— Engineering, London, 1916, **102**, p. 320.
137. *Penetrating power of the X radiation from a coolidge tube.*—London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1917, ser. 6, 34, p. 153—162.
138*. *X-rays.*— J. Röntgen Soc., London, 1918, 14, p. 75—86.
139. *Collision of α-particles with light atoms. I. Hydrogen. II. Velocity of the hydrogen atom. III. Nitrogen and oxygen atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1919, ser. 6, **37**, p. 537—585.
140. *Radium and the electron.*— Nature, London, 1919, **104**, p. 226—230.
—Annual report of the Smithsonian Institution. Washington(1919) 1921, p. 193—203.
141. (Совм. с A. H. Compton). *Radioactivity and gravitation.*— Nature, London, 1919, **104**, p. 412.
142*. *Nuclear constitution of atoms.*— Proc. Roy. Soc. London, ser. A, 1920, 97 (686), p. 374—400.
— На нем. яз.: *Die Kernstruktur der Atome.* Leipzig, 1921, 35 S.
143. *Building-up of atoms.*— Engineering, 1920, **110**, p. 382.
144. *On the collision of α-particles with hydrogen atoms.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1921, ser. 6, **41**, p. 307—308.
145*. (Совм. с J. Chadwick). *The disintegration of elements by α-particles.*—Nature, London, 1921, **107**, p. 41.
— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1922, ser. 6, **44**, p. 417—432.
146. *Electricity and matter.*— Engineering, London, 1921, **111**, p. 296—297, 345—347, 379—381.
— Nature, London, 1922, **110**, p. 182—195.
— J. Instn. Electr. Eng., London, 1922, **60**, p. 613—618.
147. *The mass of the long-range particles from thorium* C.— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1921, ser. 6, **41**, p. 570—574.
148*. (Совм. с J. Chadwick). *The artificial disintegration of light elements.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1921, ser. 6, **42**, p. 809—825.
149. *The relation of the elements.*— J. Inst. Metals, London, 1922, **28**, p. 3—17.
150. *Disintegration of elements.*— Nature, London, 1922, **109**, p. 418.
151. *Artificial disintegration of elements.*—J. Chem. Soc., London, 1922, **121**, p. 400—415.
— Nature, London, 1922, **109**, p. 584—586, 614—617.
— На франц. яз.: *La désintegration artificielle des éléments.*—J. phys. et radium, Paris, 1922. ser. 6, **3**, p. 133—148.
152. *Radioactivity.*— Engineering, London, 1922, 113, p. 299—300, 331—332, 365—366, 386—387, 414—415, 464—466.
— Electrician, London, 1922, 88, p. 411—413, 501—504.
153. *Identification of a missing element.*— Nature, London, 1922, **109**, p. 781.
154. *Atomic projectiles and their properties.*—Engineering, London, 1923, **115**, p. 242—243, 264—266, 306—308, 338—340, 358—359, 798—800.
— Electrician, London, 1923, 90, p. 366—367; 91, p. 60—61, 120—121, 144—145.
155. *Life history of an α-particle.*— Engineering, London, 1923, **115**, p. 769—770.
— Nature, London, 1923, **112**, p. 305—312.
— Под загл.: *The life of an α-particle.*— Electrician, London, 1923, **91**, p. 194—195.
156. *Capture and loss of electrons by α-particles.*— Proc. Cambridge Philos. Soc., 1923, 21, Pt 5. p. 504—510.
— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1924, ser. 6, **47**, p. 277—303.

157*. *The electrical structure of matter.*— Report... Brit. Assoc. Advanc. Sci., London, 1923, **1**, p. 24.
— Nature, London, 1923, **112**, p. 409—419.
— Science, N. Y., 1923, 58, p. 209—221.
— Annual report Smithsonian Inst., (1924), Washington, 1925, p. 161—185.
— На нем. яз.: *Die elektrische Struktur der Materie.* Naturwissenschaften, Berlin, 1924, **12**, S. 1—14.
— Strahlentherapie, Berlin, 1924, **16**, S. 883—912.
158*. (Совм. с J. Chadwick). *Further experiments on the artificial disintegration of elements.*— Proc. Phys. Soc., London, 1924, **36**, p. 417—422.
159. (Совм. с J. Chadwick). *The bombardement of elements by α-particles.*— Nature, London, 1924, **113**, p. 457.
160. *Properties of gases in high and low vacua.*— Engineering, London, 1924, **117**, p. 330, 365—366, 387, 429.
161. *The nucleus of the atom.*— Engineering, London, 1924, **117**, p. 458—459.
162. (Совм. с J. Chadwick). *On the origin and nature of the long-range particles observed with sources of radium* C.— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1924, ser. **6**, **48**, p. 509—526.
163. *Early days of radioactivity.*— J. Franklin Inst., Philadelphia, 1924, **198**, p. 281—290.
164. *Natural and artificial disintegration of the elements.*— J. Franklin Inst., Philadelphia, 1924, **198**, p. 725—744.
165. *The stability of atoms.*— J. Roy. Soc. Arts, London, 1925, **73**, p. 389—402.
— Discovery, London—Cambridge, 1925, **6**, p. 402—403.
166. *Disintegration of atomic nuclei.*— Nature, London, 1925, **115**, p. 493—494.
167. *Studies of atomic nuclei.*— Engineering, London, 1925, **119**, p. 437—438.
— Science, N. Y., 1925, **62**, p. 209—211.
168. *Moseley's work on* X-*rays.*— Nature, London, 1925, **116**, p. 316—317.
169*. (Совм. с J. Chadwick). *Scattering of α-particles by atomic nuclei and the law of force.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1925, ser. 6, **50**, 889—913.
170. (Совм. с W. A. Wooster). *The natural* X-*ray spectrum of radium* B.— Proc. Cambridge Philos. Soc., Cambridge, 1925, **22**, p. 834—837.
171. *Counting the atoms.*— Engineering, London, 1925, **119**, p. 296—298, 326—328, 358—359, 410—411.
172. *The rare gases of the atmosphere.*— Engineering, London, 1926, **121**, p. 353—354, 388—390, 438, 458—459.
173. *Radiations from atomic nuclei.*— Engineering, London, 1926, **121**, p. 469—470.
174. *Electric waves and their propagation.*— Nature, London, 1936, **118**, p. 809—811.
175. *Discussion on the electrical state of the upper atmosphere.*— Proc. Roy. Soc, London, 1926, sect. A, **111** (757), p. 1—3.
— Electrician, London, 1926, **96**, p. 289.
176. *Anniversary address by the President of the Royal Society, November, 1926.*— Proc. Roy. Soc., London, 1927, sect. A, **113** (765), p. 481—495.
177. *Alpha rays and atomic structure.*— Engineering, London, 1927, **123**, p. 375—376, 409—410, 460—461, 492—493.
178. *Atomic nuclei and their transformations.*— Proc. Phys. Soc., London, 1927, **39**, p. 359—372.
— На нем. яз.: *Atomkerne und ihre Umwandlungen.*— Dtsch. Apotheker Zeitung, Berlin, 1929, 75.
179. *Structure of the radioactive atom and origin of the α-rays.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1927, ser. 7, **4**, p. 580—605.
180. *The scattering of α-particles by helium.*— London, Edinburgh and Dublin Philos. Mag. and J. Sci., London, 1927, ser. 7, **4**, p. 605—620.
181. *Study and research in physics.*— Nature, London, 1927, **120**, p. 657—659.
182. *Scientific aspects of intense magnetic fields and high voltages.*— Nature, London, 1927, **120**, p. 809—911.

183. *Anniversary address by the President of the Royal Society, November, 1927.*—Proc. Roy. Soc., London, 1928, sect. A, **117** (777), p. 300—316.
184. *Professor Bertram B. Boltwood.*— Nature, London, 1928, **121**, p. 64—65.
185. *Transformation of matter.*— Engineering, London, 1928, **125**, p. 315—316, 360, 387. — Proc. Roy. Inst. Gr. Britain, London, 1929—1931, **26**, p. 227—228.
186. *Production and properties of the high-frequency radiation.*— Nature, London, 1928, **122**, p. 883—886.
187. *The structure of radioactive atoms and the origin of the α-rays.*—Atti dei Congresso internat. fisici, Como—Pavia—Roma, Bologna (1727), 1728.
188*. *Anniversary address by the President of the Royal Society, November, 1928.*— Proc. Roy. Soc., 1929, sect. A, **122** (789), p. 1—23.
189. *Origin of actinium and age of the Earth.*— Nature, London, 1929, **123**, p. 313—314.
190. *Molecular motions in rarefied gases.*— Engineering, London, 1929, **127**, p. 319—321, 347—348, 381, 449—450.
191. (Совм. с J. Chadwick). *Energy relations in artificial disintegrations.*— Proc. Cambridge Philos. Soc., Cambridge, 1929, **25**, p. 186—192.
192. [M. Plank] *Note* (z. Aufs. A. Sommerfeld: *Uber die Anfänge der Quantentheorie von mehreren Freiheitsgraden*).— Naturwissenschaften, Berlin, 1929, **17**, S. 483.
193. *Penetrating radiations.*— Engineer, London, 1929, **147**, p. 413. — Proc. Roy. Inst. Gr. Britain, London, 1929—1931, **26**, p. 87—88.
194. *Opening discussion on the structure of atomic nuclei* — Proc. Roy. Soc., London, 1929, sect. A, **123** (792), p. 373—382.
195. *Recent reactions between theory and experiment. The Raman effect: The constitution of hydrogen gas.*— Nature, London, 1929, **124**, p. 878—880.
196. *Anniversary address by the President of the Royal Society, November, 1929.*— Proc. Roy. Soc., London, 1930, sect. A, **126** (801), 184—203.
197. *Atomic nuclei and their structure.*— Engineering, London, 1930, **129**, p. 371—372, 397—398, 437—438, 470—471.
198. *The transmutation of matter.*— Engineering, London, 1930, **129**, p. 549—550.
199. *A new method of analysis of groups of α-rays. I. The α-rays from radium* C, *thorium* C *and actinium* C — Proc. Roy. Soc., London, 1930, sect. A, **129** (809), p. 211—234.
200. *Intense magnetic fields and low temperature research.*— Nature, London, 1930, **126**, p. 884—885.
201. (Совм. с J. Chadwick, C. D. Ellis). *Radiations from radioactive substances.* Cambridge, 1930, 588 p.
202. *Anniversary address by the President of the Royal Society, December, 1930.*— Proc. Roy. Soc. London, 1931, sect. A, **130** (813), p. 239—259.
203. (Совм. с F. A. B. Ward, W. B. Lewis). *Analysis of the long-range α-particles from radium* C.— Proc. Roy. Soc., London, 1931, sect. A, **131** (818), p. 684—703.
204. *Helium and its properties.*— Nature, London, 1931, **128**, p. 137—138. — Proc. Roy. Inst. Gr. Britain, London, 1929—1931, **26**, p. 385—392.
205*. *Discussion on ultra-penetrating rays.*— Proc. Roy. Soc., London, 1931, sect. A, **132** (819), p. 337—340.
206. (Совм. с C. D. Ellis). *The origin of the γ-rays.*— Proc. Roy. Soc., London, 1931, sect. A, **132** (820), p. 667—688.
207. (Совм. с C. E. Wynn-Williams, W. B. Lewis). *Analysis of the α-particles emitted from thorium* C *and actinium* C.— Proc. Roy. Soc., London, 1931, sect. A, **133** (822), p. 351—366.
208. *Origin of the γ-rays.*— Nature, London, 1932, **129**, p. 457—458.
209. (Совм. с B. V. Bowden). *The γ-rays from actinium emanation and their origin.*— Proc. Roy. Soc., London, 1932, sect. A, **136** (829), p. 407—412.
210. *Opening address on the structure of atomic nuclei.*— Proc. Roy. Soc., London, 1932, sect. A, **136** (830), p. 735—744.
211. *Atomic projectiles and their applications.*— Nature, London, 1932, **130**, p. 730—731.
212. *Recent results upon transmutation of elements.*— Nature, London, 1932, **131**, p. 388—389.
213. (Совм. с C. E. Wynn-Williams, W. B. Lewis, B. V. Bowden).

Analysis of α-rays by an annular magnetic field.—Proc. Roy. Soc., London, 1932, sect. A, **139** (839), p. 617—637.
214. *The transmutation of the elements.*— Discovery, London—Cambridge, 1932, **14**, p. 105—108.
215. (Совм. с M. L. E. Oliphant). *Experiments on the transmutation of elements by protons.*— Proc. Roy. Soc., London, 1932, sect A, **141** (843), p. 259—281.
216. *Atomic transmutation.*— Times, London, 1933, 12 Sept.
217. *Makers of science.*— Nature, London, 1933, **132**, p. 367—369.
218*. (Совм. с M. L. E. Oliphant, B. B. Kinsey). *The transmutation of lithium by protons and by ions of the heavy isotope of hydrogen.*— Proc. Roy. Soc., London, 1933, sect. A, **141** (845), p. 722—733.
219. *A review of a quarter of a century's work on atomic transmutation.*— Report... Brit. Ass. Advanc. Sci., London, 1933, p. 431—432.
220. (Совм. с W. B. Lewis, B. V. Bowden). *Analysis of the long-range α-particles from radium C′ by the magnetic focussing method.*—Proc. Roy. Soc., London, 1933, sect. A, **142** (846), p. 347—361.
221. *Artificial transmutation of elements.* Oxford, 1933.
222. *The transmutation of atom.*— Scient. Monthly, N. Y., 1934, **38**, p. 15—23.
223. (Совм. с A. E. Kempton). *Bombardement of the heavy isotopes of hydrogen by α-particles.*— Proc. Roy. Soc., London, 1934, sect. A, **143** (850), p. 724—730.
224. (Совм. с M. L. Oliphant, P. Harteck). *Transmutation effects observed with heavy hydrogen.*— Nature, London, 1934, **133**, p. 413.
— Proc. Roy. Soc., London, 1934, sect. A, **144** (853), p. 692—703.
225. *The new hydrogen.*— Nature. London, 1934, **133**, p. 481—484.
— Scientia, Bologna, 1934, **55**, p. 341—349.
226. *Opening address on heavy hydrogen.*— Proc. Roy. Soc., London, 1934, sect. A, **144** (851), p. 1—5.
227. *The periodic law and its interpretation.*— J. Chem. Soc., London, 1934, **1**, p. 635—641.
228. *Madame Curie.*— Nature, 1934, **134**, p. 90—91.
— Slavonic Review, London, 1935, **13**, p. 673—676.
229. *Opening survey on disintegration and synthesis of nuclei and elementary particles.*— Internat. Conf. on Phys., London, 1934, **1**, Nuclear physics, p. 4—16, 162.
230. *Radioactivity: old and new.*— Nature, London, 1935, **135**, p. 289—292.
231. (Совм. с M. L. E. Oliphant, A. E. Kempton). *The accurate determination of the energy released in certain nuclear transformations.*— Proc. Roy. Soc., London, 1935, sect. A, **149** (866), p. 406—416.
232. *Electromagnetic radiations.*—Engineering, London, 1935, **139**, p. 314—316, 341—342, 357—358, 434—436.
233. *Atomic physics.*— Nature, London, 1935, **135**, p. 683—685.
234. (Совм. с M. L. E. Oliphant, A. E. Kempton). *Some nuclear transformations of beryllium and boron, and the masses of the light elements.*—Proc. Roy. Soc., London, 1935, sect. A, **150** (869), p. 241—258.
235. *The transformation of energy.*— Nature, London, 1936, **137**, p. 135—137.
236. *Protection of science and learning.*— New Statesman and Nation, London, 1936, **11**, p. 453.
237. *Radioactivity and atomic theory.*— J. Chem. Soc., London, 1936, **1**, p. 508—516.
238. *Society for the protection of science and learning.*— Science, N. Y., 1936, **83**, p. 372.
239. *Science in development.*— Nature, London, 1936, **138**, p. 865—869.
240. *The transmutation of heavy elements.*— Nature, London, 1937, **139**, p. 540.
— Proc. Roy. Inst. Gr. Britain, London, 1937, **29**, p. 630—635.
241. *The search for the isotopes of hydrogen and helium of mass 3.*— Nature, London, 1937, **140**, p. 303—305.
242*. *The Newer Alchemy.* Cambridge, 1937.
243*. *Forty years of Physics. I. The history of radioactivity. II. The development of the theory of atomic structure.*—Background to Modern Science. Cambridge, 1940, p. 47—74.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие 5

1902 г.

1. Существование тел меньше атомов 7

1905 г.

2. Заряд переносимый α- и β-лучами радия 14

3. Некоторые свойства α-лучей, испускаемых радием 28

1906 г.

4. Торможение α-частиц, испускаемых радием при прохождении через вещество 40

5. Масса и скорость α-частиц, испускаемых радием и актинием 51

1907 г.

6. Скорость и энергия α-частиц, испускаемых радиоак тивными веществами 72

7. Некоторые космические аспекты радиоактивности 79

8. Образование и происхождение радия 94

1908 г.

9. Спектр эманации радия 109

10. Исследование эманации радия. Часть 1 112

11. Электрический метод счета α-частиц, испускаемых радиоактивными веществами 123

12. Заряд и природа α-частицы 143

13. Химическая природа α-частиц, испускаемых радиоактивными веществами (Нобелевская лекция) 154

1909 г.

14. Природа α-частиц, испускаемых радиоактивными веществами 164

15. Атомистическая теория и определение атомных величин 169

1911 г.

16. Исследование эманации радия. Часть II 185
17. Образование гелия из радия 192
18. Рассеяние α- и β-частиц веществом и строение атома 208

1913 г.

19. Возраст плеохроических гало 225

1914 г.

20. Строение атома 238

1919 г.

21. Столкновение α-частиц с легкими атомами. Часть I 247
22. Столкновение α-частиц с легкими атомами. Часть II 268
23. Столкновение α-частиц с легкими атомами. Часть III 277
24. Столкновение α-частиц с легкими атомами. Часть IV 286

1920 г.

25. Ядерное строение атомов (Бейкерианская лекция) 292

1921 г.

26. Искусственное расщепление легких элементов 317

1922 г.

27. Расщепление элементов α-частицами 332

1923 г.

28. Электрическое строение вещества 346

1924 г.

29. Дальнейшие эксперименты по искусственному разложению элементов 369
30. О происхождении и природе длиннопробежных частиц, наблюдаемых с источниками радия C 376

1925 г.

31. Рассеяние α-частиц атомными ядрами и закон силы 391

1929 г.

32. Президентская речь сэра Эрнеста Резерфорда на ежегодном собрании Королевского общества 30 ноября 1928 г. 410

1931 г.

33. Выступление в дискуссии по вопросу о сверхпроникающих лучах 431

1933 г.

34. Превращение лития под действием протонов и ионов тяжелого изотопа водорода 434

1937 г.

35. Современная алхимия 444

36. Сорок лет развития физики 479

П. Л. Капица. Научная деятельность Резерфорда 495

Мои воспоминания о Резерфорде 502

Труды Эрнеста Резерфорда. Библиография. 517

Эрнест Резерфорд

Избранные научные труды

Строение атома и искусственное превращение элементов

Утверждено к печати Редакционной коллегией серии «Классики науки»

Редактор Л. В Гессен

Художественный редактор *Н. Н. Власик.* Технический редактор *Р. Г. Грузинова*

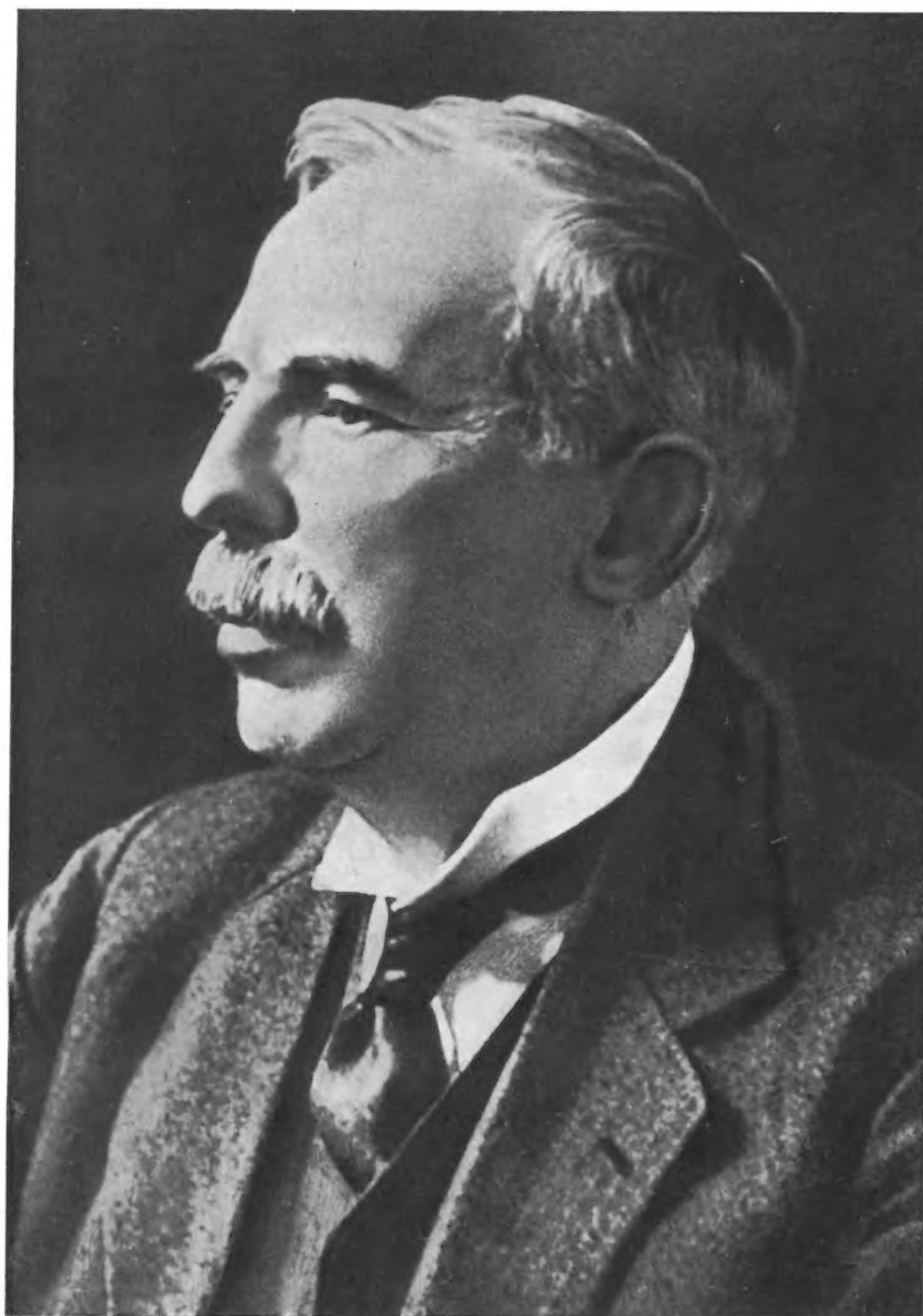
Сдано в набор 2/III 1972. Подписано к печати 28/VII 1972. Формат 70×90 1/16.
Бумага № 1. Т-14053. Усл. печ. л. 33,5. Уч.-изд. л. 35,1. Тираж 3600. Тип. зак. 265.
Цена 2 р. 81 к.

Издательство «Наука». Москва К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука». Москва Г-99, Шубинский пер., 10

ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
4	10 сн.	строению	строению атома
89	17 сн.	но величине	но по величине
395	3 св.	$\mu^2 \operatorname{tg}^2 \theta$	$t\mu^2 \operatorname{tg}^2 \theta$

Эрнест Резерфорд.





ЭРНЕСТ
РЕЗЕРФОРД

ИЗБРАННЫЕ
ТРУДЫ

СТРОЕНИЕ
АТОМА



